

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Bernard PISTOULET

1^{re} THÈSE : Sur le comportement des poudres ferromagnétiques
jusqu'à 24.000 mégacycles par seconde.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 6 Octobre 1951, devant la Commission d'Examen :

MM. E. DARMOIS, *Président.*

A. FOCH
MAX MORAND } *Examineurs.*

ÉDITIONS DE LA
REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE

165, Rue de Sèvres — 3 et 5, Boulevard Pasteur

PARIS 15^e

1952

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Bernard PISTOULET

1^{re} THÈSE : Sur le comportement des poudres ferromagnétiques
jusqu'à 24.000 mégacycles par seconde.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le 6 Octobre 1951, devant la Commission d'Examen :

MM. E. DARMOIS, *Président.*

A. FOCH
MAX MORAND } *Examineurs.*

ÉDITIONS DE LA
REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE

165, Rue de Sèvres — 3 et 5, Boulevard Pasteur

PARIS 15^e

1952

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen. M. A. CHATELET

PROFESSEURS

G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	COULOMB	T	Physique du Globe.
A. DENJOY	T	Théorie des Fonctions.	Mlle COUSIN	T	Biologie animale (P. C. B.).
L. LUTAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CHRÉTIEN		Chimie (P. C. B.).
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	P. DRACH		Zoologie.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	KASTLER		Physique.
Mme RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	CHATELET	T	Arithmétique et Théorie des nombres.
FOCH	T	Mécanique physique et expérimentale.	EPHRUSSI	T	Génétique.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	BAUER	T	Chimie-Physique.
JOB	T	Chimie générale.	RIVIÈRE		Géologie (P. C. B.).
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	GAUTHERET		Biologie végétale (P. C. B.)
COMBES	T	Physiologie végétale.	LUCAS		Physique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	A. THOMAS		Évolution des êtres organisés.
PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.	ARNULF		Optique appliquée.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	MAX MORAND		Physique.
TOUSSAINT	T	Technique aéronautique.	SOLEILLET		Physique.
M. CURIE	T	Physique (P. C. B.).	FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	DANJON	T	Astronomie.
CHAZY	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	FROMAGEOT	T	Chimie biologique.
CROZE	T	Physique théorique et Physique céleste.	LAPORTE	T	Physique générale et Radio-activité.
DUPONT	T	Théories chimiques.	JANET		Mathématiques générales.
VALIRON	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	PETIT	T	Biologie maritime.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	QUENEY	T	Météorologie et Dynamique atmosphérique.
VAVON	T	Analyse et mesures chimiques.	GALLIEN		Biologie animale (P. C. B.).
G. DARMOIS	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	EICHHORN		Biologie végétale (P. C. B.).
Jacques BOURCART	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	DE CUGNAC		Biologie végétale (P. C. B.).
AUBEL	T	Chimie biologique.	LAVAL		Physique (P. C. B.).
Mme JOLIO-CURIE	T	Physique générale et Radio-activité.	Mlle CAUCHOIS		Chimie-Physique.
PLANTEFOL	T	Botanique.	THELLIER		Physique du Globe.
CABANNES	T	Recherches physiques.	AUDUBERT		Électrochimie.
GRASSÉ	T	Évolution des êtres organisés.	L'HÉRITIER		Génétique.
PRÉVOST	T	Chimie organique.	GRIVET	T	Radio-Électricité.
BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	PONCIN		Mécanique des fluides.
CHAUDRON	T	Chimie appliquée.	THIRY	T	Mécanique appliquée.
WYART	T	Minéralogie.	DUBREIL		Mathématiques générales.
TEISSIER	T	Zoologie.	QUELET		Chimie (P. C. B.).
MANGENOT	T	Biologie végétale.	CAGNIARD		Géophysique appliquée.
P. AUGER	T	Physique quantique et Relativité.	CHAMPETIER		Chimie appliquée.
MONNIER		Physiologie générale.	CUVILLIER		Géologie structurale et Géologie appliquée.
PIVETEAU	T	Géologie.	JUNG		Pétrographie.
ROCARD	T	Physique. (E. N. S.).	TRILLAT		Physique (P. C. B.).
H. CARTAN	T	Mathématiques générales.	WIEMANN		Chimie (P. C. B.)
SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.	LICHNEROWICZ		Mathématiques.
LAFFITTE	T	Chimie générale.	JACQUINOT		Physique (P. C. B.).
FAVARD		Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.	VASSY		Physique de l'Atmosphère.
			DESTOUCHES		Théories physiques.
			M. PRUVOST	T	Géologie.
			AMIEL		Chimie (P. C. B.).
			HOCART		Minéralogie.
			MACHEBŒUF		Microbiologie.
			J. P. MATHIEU		Physique (P. C. B.).
			COUTEAUX		Biologie animale (P. C. B.).
			MAY		Biologie animale (P. C. B.).

Secrétaire : Ch. MONIER.



SUR LE COMPORTEMENT DES POUDRES FERROMAGNÉTIQUES JUSQU'À 24.000 MÉGACYCLES PAR SECONDE *

par Bernard PISTOULET

Ingénieur civil E. N. S. T., Docteur ès Sciences Physiques

SOMMAIRE. — *L'étude de la perméabilité complexe de différents métaux ferromagnétiques, dans une très large gamme de fréquences, est faite sur des poudres isolées dans un diélectrique. La préparation des mélanges et la description des méthodes et des appareils de mesure font l'objet des chapitres I et II. On détermine les variations de la perméabilité en fonction de la charge (chapitre III) et de la fréquence (chapitre IV), et les résultats obtenus, pour des échantillons de charges différentes, permettent d'analyser le comportement de la perméabilité des poudres elles-mêmes. Le chapitre V traite de la résonance ferromagnétique sous l'influence d'un champ magnétique constant. On donne une méthode d'étude générale, qui permet notamment d'expliquer certaines valeurs anormales du facteur de LANDÉ.*

INTRODUCTION

De très nombreux travaux ont été effectués au cours des quarante dernières années dans le but d'étudier le comportement de la perméabilité des matériaux ferromagnétiques aux champs alternatifs, jusqu'aux plus hautes fréquences utilisables. ALLANSON [1] a donné en 1945 un résumé des études antérieures ; depuis lors de nombreuses publications ont été faites sur ce sujet, entre autres [2], [3], [4], [5]. Les méthodes employées, ainsi que la forme et les caractéristiques des matériaux étudiés varient considérablement suivant les expérimentateurs et les domaines de fréquence qu'ils ont considérés.

Il est souvent difficile de relier et de comparer entre elles les observations faites à des fréquences différentes sur des corps dont la composition n'était pas exactement la même et qui avaient dû subir des traitements mécaniques différents pour leur donner la forme propre à chaque genre d'investigation. En outre, la perméabilité magnétique aux fréquences élevées est le plus souvent donnée sous la forme d'une perméabilité effective réelle qui n'est pas la même pour les différents travaux, car elle représente, soit la perméabilité μ_R calculée à partir de mesures de résistances (mesure de l'affaiblissement sur une ligne coaxiale à conducteur intérieur ferromagnétique, par exemple) soit la perméabilité μ_L déterminée à partir des mesures de réactances (par exemple, la mesure de la longueur d'onde dans une ligne coaxiale). En réalité, on est amené à considérer une perméabilité complexe, μ , introduite par ARKADIEV [6], et

$$(1) \quad \mu = \mu_1 - j\mu_2 = |\mu| e^{-j\alpha}$$

$$(2) \quad \mu_R = |\mu| + \mu_2$$

$$(3) \quad \mu_L = |\mu| - \mu_2$$

Pour avoir des indications précises sur le comportement de la perméabilité aux ondes hertziennes, il importe donc de pouvoir connaître ses deux

composantes μ_1 et μ_2 (ou μ_R et μ_L) dans un domaine de fréquences aussi étendu que possible ; c'est dans ce but qu'a été entreprise la présente étude.

Du fait de la faible pénétration des ondes électromagnétiques dans les conducteurs aux fréquences élevées, la mesure de la composante réactive de la perméabilité devient délicate lorsqu'on approche de la gamme des ondes centimétriques ; de plus, dans ce domaine, les échantillons étudiés, qui constituent des éléments de cavités résonnantes, doivent avoir des formes bien déterminées, et il est difficile, si on étudie des métaux ferromagnétiques massifs, d'opérer aux différentes fréquences sur des échantillons ayant subi exactement les mêmes traitements mécaniques. C'est pourquoi nous avons étudié les substances ferromagnétiques métalliques sous forme de poudres isolées dans un diélectrique ; le volume de métal participant à l'aimantation est ainsi fortement accru du fait de sa division en fines particules, ce qui permet de mesurer commodément μ_1 et μ_2 aux différentes fréquences. De plus, les propriétés des mélanges ainsi constitués ne sont pas altérées par le découpage d'échantillons de formes et de dimensions différentes, adaptées aux diverses méthodes de mesure, car ce découpage ne modifie pas les caractéristiques des particules du mélange. De tels mélanges possèdent, en plus d'une perméabilité complexe μ , un pouvoir inducteur spécifique ε également complexe :

$$(4) \quad \varepsilon = \varepsilon_1 - j\varepsilon_2 = |\varepsilon| e^{-j\delta}.$$

Les deux quantités μ et ε sont fonction de la charge p définie comme le rapport du volume de poudre au volume total du mélange. Aux fréquences basses les mesures permettent de déterminer μ indépendamment de ε ; il n'en est plus de même aux fréquences élevées et particulièrement aux ondes centimétriques, où il est nécessaire de déterminer simultanément μ et ε .

Les mesures effectuées sur des échantillons différemment chargés de plusieurs poudres permettent

* Thèse soutenue le 6 octobre 1951 devant la Faculté des Sciences de Paris.

[] Pour tout renvoi entre crochets se reporter in fine à la bibliographie.

d'étudier l'influence de la charge sur les propriétés de ces mélanges et de relier ces propriétés à celles des poudres elles-mêmes. Les résultats obtenus sont susceptibles d'être confrontés avec des théories récentes (KITTEL [7], BECKER [8] et POLIVANOV [9]), afin de discuter l'influence des déplacements des parois des domaines de WEISS dans les phénomènes de dispersion et d'absorption. Lorsque ces phénomènes se produisent aux ondes centimétriques, on est conduit à envisager la possibilité de résonances ferromagnétiques naturelles, provoquées par des champs internes. Il est intéressant de provoquer cette résonance par superposition d'un champ magnétique constant. Ce sujet a fait l'objet, depuis les premières expériences de GRIFFITH en 1946, de nombreuses études tant expérimentales que théoriques, dont le nombre croît sans cesse. Pour les mélanges de poudres que nous étudions ici, la possibilité de mesurer μ_1 et μ_2 , pour chaque valeur du champ appliqué, permet de tracer le diagramme de μ dans le plan complexe et de discuter la pureté du phénomène de résonance observé.

CHAPITRE I

PRÉPARATION DES ÉCHANTILLONS

Les mesures ont été faites sur des poudres de métaux ferromagnétiques enrobées dans un diélectrique. Comme le but recherché est d'éviter la présence de courants de FOUCAULT macroscopiques, les grains doivent être parfaitement isolés les uns des autres, sans former de chaînes ni de paquets. De

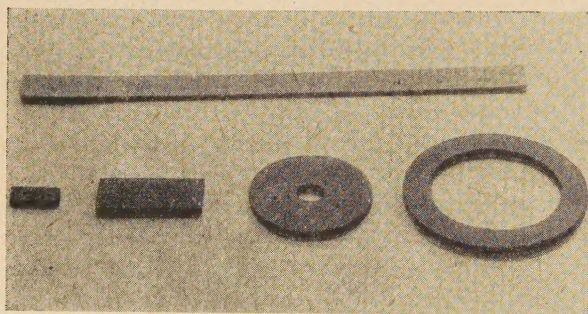


FIG. 1. — Formes des échantillons utilisés dans les bobines, les lignes coaxiales, et les guides rectangulaires à 3,2 cm et 1,25 cm de longueur d'onde (de droite à gauche).

plus, les mélanges ainsi constitués doivent être homogènes et isotropes, et pour que ceci reste vrai à toutes les fréquences, il faut que les dimensions des grains soient très petites devant la longueur d'onde la plus courte utilisée. Des considérations expérimentales nécessitent que ces mélanges possèdent également certaines qualités mécaniques : suivant les appareils de mesure utilisés, les échantil-

lons doivent se présenter sous des formes différentes (fig. 1), et avoir des dimensions géométriques bien déterminées, surtout en ce qui concerne les mesures aux ondes centimétriques. Les mesures dans des guides, à ces longueurs d'onde, ne sont praticables que si les échantillons possèdent une rigidité suffisante. Au cours d'essais préliminaires effectués dans notre laboratoire, différents diélectriques de base ont été employés [10] : gomme de caoutchouc souple (feuille fumée), caoutchouc synthétique (Hycar OR15), ébonite (feuilles fumées et soufre). Les mélanges à base de caoutchouc, qui donnaient satisfaction au point de vue de l'homogénéité et de l'isolement entre les grains, présentaient l'inconvénient d'être déformables et très difficilement usinables, ce qui rendait les mesures aux ondes centimétriques très délicates, et même pratiquement impossibles à 1,25 cm de longueur d'onde, du fait des faibles dimensions du guide de mesure. Les mélanges à base d'ébonite étaient plus rigides, mais l'introduction d'une quantité importante de soufre pouvait modifier les propriétés de la poudre. En outre, le découpage de ces mélanges à l'emporte-pièce provoquait en général une augmentation notable de la charge au voisinage de la coupure (fig. 2 a). Les échantillons auxquels se rapportent les résultats donnés en détail ici ont été préparés sous forme de plaques de 1,5 mm ou 2 mm d'épaisseur en employant un diélectrique de base tel que les conditions de rigidité requises soient satisfaites et dont la composition est la suivante :

Résine Phénorèse 51.	637
Hycar OR15	286,6
Feuilles fumées	31,9
Oxyde de zinc	15,9
Acide stéarique	9,5
Soufre	8
Hexaméthylènetétramine	6,3
Disulfure de Benzoéthiazyle	4,8

1.000,0

Ces derniers matériaux sont facilement usinables, ce qui permet de découper dans la même plaque les échantillons de formes différentes utilisés dans les mesures aux diverses fréquences. Les photographies (*) de la figure 2 b montrent la répartition des grains dans le mélange (grossissement 72) pour un échantillon de Nickel. Ces mélanges sont bien homogènes et isotropes et on voit que leur découpage n'amène aucune modification de charge au voisinage de la coupure. En outre l'isolement entre les grains reste très bon aux différentes charges.

Les mesures décrites ici ont été faites sur cinq poudres différentes : une poudre de fer carbonyle Grade Mc, une poudre Nickel Mond type α , une poudre de cobalt obtenue par réduction à partir de l'oxyde, et deux poudres de permalloy (80 % Ni, 20 % Fe) de grosseurs différentes, séparées par tami-

(*) J'adresse mes remerciements à M. J. GEFFROY, du Muséum d'Histoire naturelle, pour le concours cordial qu'il m'a apporté dans la réalisation de ces micrographies.

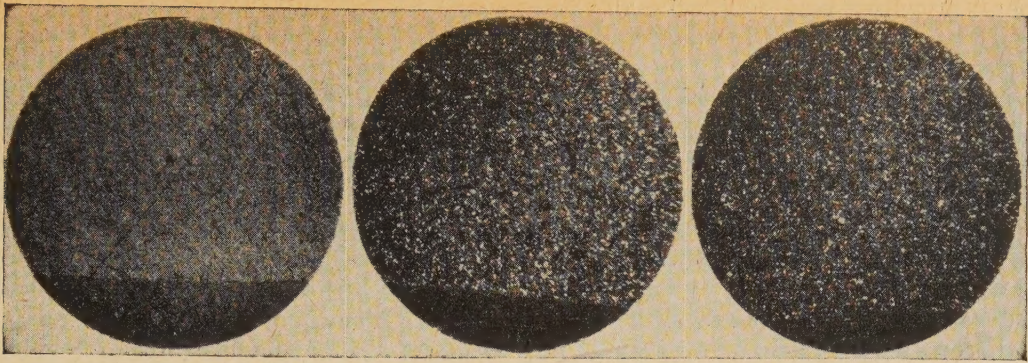


FIG. 2 a. — [Micrographie d'un échantillon de poudre de fer enrobée dans l'ébonite ($p = 0,48$) et découpé à l'emporte-pièce.

FIG. 2 b. — Échantillon de poudre de nickel ($p = 0,286$). La photographie de gauche montre la répartition des grains dans un plan parallèle à celui de l'échantillon ; celle de droite, la répartition des grains dans l'épaisseur de l'échantillon.

sage (*). La répartition des dimensions des grains des trois premières est indiquée sur la figure 3 ainsi que celle des grains de rayon inférieur à 14 microns de la poudre de permalloy la plus fine désignée ici

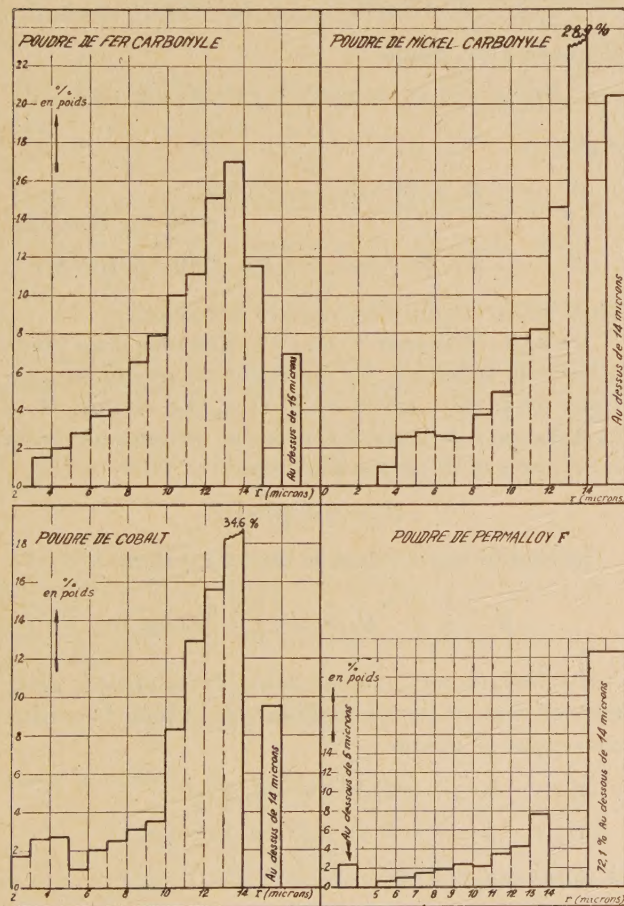


FIG. 3. — Dimensions des grains.

sous le nom de permalloy F. Les ordonnées de chaque palier représentent le pourcentage en poids des grains dont le rayon est compris entre les deux abscisses extrêmes du palier. La proportion des grains des

poudres de fer, de nickel et de cobalt dont le rayon est supérieur à 14 microns est relativement faible. Au contraire pour la poudre de permalloy F, 72 % du poids est dû à des grains dont le rayon dépasse 14 microns ; la dimension maximum des grains de cette poudre donnée par le fabricant est de 38 microns. Quant à la poudre la plus grosse de permalloy (permalloy G) elle est formée de grains dont les dimensions extrêmes sont comprises entre 60 microns et 95 microns.

CHAPITRE II

LES MÉTHODES ET LES APPAREILS DE MESURE

II-1. — Principe.

Les mesures décrites ici s'étendant sur une large gamme de fréquences, les méthodes et les appareils employés dans chaque cas sont très différents les uns des autres. Des observations préliminaires ayant montré que la perméabilité des échantillons ne présentait pas de variation appréciable entre les fréquences les plus basses et plusieurs dizaines de kilocycles/seconde, les mesures en basse fréquence ont été faites, pour des raisons de sensibilité, à 10 kilocycles/seconde. Les fréquences de mesure choisies s'échelonnent ensuite jusqu'à 40 mégacycles/seconde de manière à permettre de déceler la naissance des pertes dans les différentes poudres et à observer les phénomènes de dispersion et d'absorption dans les poudres les plus grosses. Pour des poudres fines, des travaux antérieurs [12] ont montré que les phénomènes de dispersion et d'absorption se produisent principalement aux ondes centimétriques ; aussi les mesures ont-elles été faites dans cette gamme à 10,8 cm, 3,2 cm et 1,25 cm de longueur d'onde. L'examen des résultats donnés par la suite montre que les mesures effec-

(*) Je remercie M. BALLAY, du Centre d'Information du Nickel, qui a mis à ma disposition les poudres de fer et de nickel carbonyle, ainsi que M. THIENCHI, qui m'a fourni la poudre de cobalt et qui a bien voulu se charger des mesures

de sédimentation suivant la méthode qu'il a mise au point à la Compagnie Générale de T. S. F. [11].

Les poudres de permalloy ont été fournies par la Société Anonyme des Télécommunications.

tuées à ces diverses fréquences sont suffisantes pour déterminer le comportement de la perméabilité des poudres considérées.

Jusqu'à 40 Mc/s, la mesure de la perméabilité des échantillons a été effectuée au moyen de bobines démontables [13], [14]. Aux ondes centimétriques, différentes cavités (lignes coaxiales ou guides d'onde) servaient d'instruments de mesure, l'échantillon étudié constituant alors le diélectrique d'une petite portion de ces cavités.

L'intensité des champs alternatifs utilisés était faible (de l'ordre de 20 millierstedts). Pour des champs de cette intensité et pour des poudres possédant des entrefers notables entre les différents grains, comme c'est le cas pour les échantillons considérés ici, l'influence de l'hystérésis n'est pas sensible, et on constate que des variations d'intensité du champ n'entraînent pas de variations de la perméabilité des échantillons. Il est d'ailleurs indispensable qu'il en soit ainsi pour que les mesures au cours desquelles l'intensité du champ varie (mesures utilisant la résonance de tension) et celles où l'intensité du champ varie d'un point à l'autre de l'échantillon (mesures aux ondes centimétriques) aient une signification précise.

II-2. — Méthodes basées sur l'utilisation de bobines démontables.

II-2-1. — Détermination de μ à partir de la valeur de l'impédance de la bobine.

Les mesures ont nécessité l'emploi de deux bobines de 12 et 24 spires ayant une inductance propre de $0,395 \cdot 10^{-6}$ henry et $0,393 \cdot 10^{-6}$ henry respectivement. La figure 4 représente le dessin d'une bobine

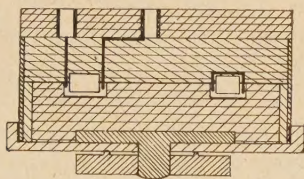


FIG. 4. — Bobine démontable : coupe.

et la figure 5 le schéma électrique équivalent. La capacité C est la capacité répartie de l'enroulement

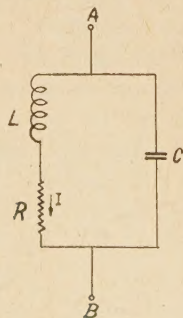


FIG. 5. — Schéma électrique équivalent.

de la bobine vide, à laquelle il faut ajouter une petite capacité supplémentaire lorsque l'échantillon est dans la bobine, comme on l'indique plus loin. Dans

tous les cas, cette capacité peut être déterminée avec précision et, connaissant la valeur de l'impédance présentée par la bobine, on peut en déduire les valeurs L et R correspondantes. Soit u la tension entre les points A et B, i le courant dans la branche (L, R). Si R_0 et L_0 , R et L sont la résistance et l'inductance correspondant respectivement à la bobine vide et à la bobine contenant le noyau magnétique de section S , on peut écrire, $\mathcal{B}$ étant l'induction moyenne dans le noyau, λ l'inductance due à l'espace d'air compris entre le noyau et l'enroulement et N le nombre de spires de la bobine :

$$(5) \quad u = Ri + L \frac{di}{dt} = R_0 i + \lambda \frac{di}{dt} + 10^{-8} NS \frac{d\mathcal{B}}{dt}$$

en employant les unités usuelles. Si la tension u est sinusoïdale et si on considère, suivant la convention de KAPP, une induction sinusoïdale et un courant sinusoïdal fictif de même efficacité que le courant réel et déphasé d'un angle α par rapport à l'induction, soit en notation complexe :

$$\mathcal{B} = B e^{j\omega t}, \quad i = I e^{j(\omega t + \alpha)},$$

l'équation (5) donne :

$$(R - R_0) I + j\omega (L - \lambda) I - j\omega NS B e^{-j\alpha} \cdot 10^{-8} = 0;$$

d'où :

$$(6) \quad R - R_0 = 10^{-8} \sin \alpha \omega NS B / I = 10^{-8} \mu_2 H \omega NS / I$$

$$(7) \quad L - \lambda = 10^{-8} \cos \alpha NS B / I = 10^{-8} \mu_1 H N S / I$$

où H est le champ moyen dans le noyau.

Il s'agit d'éliminer λ . Soit r la distance d'un point à l'axe de la bobine, d l'épaisseur du noyau magnétique de rayons extrêmes r_1 et r_2 . Le champ H_r à la distance r de l'axe, à l'intérieur de l'enroulement, est d'après le théorème d'AMPÈRE :

$$H_r = 2 N I / 10 r.$$

Le champ moyen dans le noyau est donc :

$$H = \frac{d}{S} \int_{r_1}^{r_2} H_r dr = \frac{2 N I}{10 \cdot S} \cdot \text{Log} \frac{r_2}{r_1}$$

En portant cette valeur dans (7) on obtient alors respectivement pour la bobine vide et pour la bobine contenant le noyau :

$$(8) \quad L_0 - \lambda = 2 \cdot 10^{-9} N^2 d \text{Log} r_2 / r_1$$

$$(9) \quad L - \lambda = 2 \cdot 10^{-9} N^2 d \mu_1 \text{Log} r_2 / r_1$$

et après soustraction :

$$(10) \quad \mu_1 - 1 = (L - L_0) / 2 \cdot 10^{-9} N^2 d \text{Log} r_2 / r_1.$$

De plus (6), (7) et (9) donnent :

$$(11) \quad \mu_2 = (R - R_0) / 2 \cdot 10^{-9} N^2 d \omega \text{Log} r_2 / r_1.$$

Donc pour déterminer μ_1 et μ_2 il suffit de mesurer R_0 , R , L_0 et L , la fréquence, les dimensions de l'échantillon et le nombre de spires de la bobine étant connus. A ce sujet, il faut remarquer que ce nombre de spires n'est pas parfaitement déterminé, la spire aboutissant aux bornes n'étant pas fermée.

Mais en fait, pour les deux bobines de 12 et 24 spires utilisées, nous avons constaté que l'erreur ainsi introduite était négligeable, les résultats trouvés avec les deux bobines étant identiques.

Pour que les résultats obtenus aient un sens, il faut que R, L, R_0, L_0 soient reproductibles après démontage et remontage de la bobine. En ne considérant ici que des erreurs de reproductibilité, cherchons la valeur de l'erreur introduite. D'après (10) et (11) on peut écrire :

$$\frac{\Delta \mu_1}{\mu_1 - 1} = \frac{\Delta L + \Delta L_0}{L - L_0} \simeq \frac{2 \Delta L_0}{L - L_0} = 2 \frac{\Delta L_0}{L_0} \cdot \frac{L_0}{L - L_0},$$

$$\frac{\Delta \mu_2}{\mu_2} = \frac{\Delta R + \Delta R_0}{R - R_0} \simeq \frac{2 \Delta R_0}{R - R_0} = 2 \frac{\Delta R_0}{R_0} \cdot \frac{R_0}{R - R_0}.$$

Des essais systématiques ont montré que, pour les deux bobines, on avait toujours :

$$\Delta L_0 / L_0 \leq 0,1 \text{ } \%.$$

Donc :

$$\frac{\Delta \mu_1}{\mu_1 - 1} \leq \frac{0,2}{100} \cdot \frac{L_0}{L - L_0}.$$

Prenons deux exemples à 10 kc/s. Pour l'échantillon de nickel de charge $p = 0,045$, la mesure effectuée à l'aide de la bobine 24 spires ($L_0 = 0,393 \cdot 10^{-6}$ henry) donne :

$$L - L_0 = 0,085 \cdot 10^{-6} \text{ henry, } \mu_1 = 1,15, \text{ d'où :}$$

$$\frac{\Delta \mu_1}{\mu_1 - 1} = \frac{0,2}{100} \times \frac{0,393}{0,085} = \frac{0,925}{100}, \text{ d'où } \frac{\Delta \mu_1}{\mu_1} = 0,12 \text{ } \%.$$

Pour l'échantillon de permalloy F de charge $p = 0,36$,

$$L - L_0 = 0,348 \cdot 10^{-6} \text{ henry et } \mu_1 = 5,68, \text{ d'où :}$$

$$\frac{\Delta \mu_1}{\mu_1 - 1} = \frac{0,2}{100} \times \frac{0,393}{0,348} = \frac{0,226}{100} \text{ et } \frac{\Delta \mu_1}{\mu_1} = 0,19 \text{ } \%.$$

La reproductibilité de la résistance de la bobine est moins bonne, surtout aux fréquences basses, où cette résistance est très faible. Mais les pertes ne deviennent décelables, dans les échantillons étudiés, que pour des fréquences supérieures ou égales à 1 Mc/s, pour lesquelles

$$\Delta R_0 / R_0 \leq 1 \text{ } \%.$$

Considérons les résultats obtenus pour l'échantillon de permalloy F de charge $p = 0,36$ avec la bobine de 24 spires.

Pour $f = 1$ Mc/s, $R_0 = 0,112$ ohm, $R - R_0 = 0,02$ ohm, $\mu_2 = 0,043$:

$$\frac{\Delta \mu_2}{\mu_2} = \frac{2}{100} \times \frac{0,112}{0,02} \simeq 11 \text{ } \%.$$

Pour $f = 6$ Mc/s, $R_0 = 0,228$ ohm, $R - R_0 = 0,627$ ohm, $\mu_2 = 0,223$:

$$\frac{\Delta \mu_2}{\mu_2} = \frac{2}{100} \times \frac{0,228}{0,627} \simeq 0,7 \text{ } \%.$$

Les défauts de reproductibilité des bobines utilisées introduisent donc des erreurs négligeables sur μ_1 , et également sur μ_2 dès que les pertes deviennent appréciables.

II-2-2. — Mesures au pont.

II-2-2-1. — *Méthode.* — On a utilisé un pont de MAXWELL ordinaire en basse fréquence ($f = 10$ kc/s). Aux fréquences supérieures, les mesures mentionnées ici ont été effectuées jusqu'à 6 Mc/s sur un pont de

MAXWELL étudié et réalisé par J. DIEUDONNÉ [15] pour fonctionner en moyenne fréquence. Dans ce pont, l'influence des inductances et des capacités parasites en série ou en dérivation avec les différents éléments du pont est éliminée, soit par compensation dans le pont lui-même, comme c'est le cas pour la partie imaginaire du produit PQ due aux réactances des bras du pont, soit au moyen de corrections précises. Les corrections à effectuer sur la valeur lue de la capacité variable à l'équilibre sont dues à l'inductance parasite en série avec cette capacité, et à la réactance de la boîte de résistance du pont. Il faut également apporter, à la valeur lue de la résistance variable à l'équilibre, deux corrections dues à la présence d'une inductance en série et d'une capacité à la masse. Moyennant ces corrections on obtient avec précision, d'après les formules classiques du pont de MAXWELL, les valeurs des différences $L - L_0$ et $R - R_0$ des inductances et des résistances de la bobine avec ou sans échantillon, et on en déduit la valeur de la perméabilité de l'échantillon d'après les relations (10) et (11).

II-2-2-2. — *Influence de la capacité répartie C de la bobine dans le cas des mesures au pont.* — En réalité, l'impédance de la bobine comporte, en dérivation sur l'inductance L et la résistance R en série, une petite capacité C représentant la capacité répartie de la bobine.

Cherchons l'erreur commise si on néglige cette capacité dans les mesures au pont jusqu'à 6 Mc/s. Repréons le schéma de la figure 5. Soit :

$$Z = R' + jL\omega$$

l'impédance de la bobine entre ses bornes. On a :

$$Z = \frac{R + jL\omega}{1 - LC\omega^2 + jRC\omega} = \frac{R + j\omega[L(1 - LC\omega^2) - R^2C]}{(1 - LC\omega^2)^2 + R^2C^2\omega^2}.$$

On verra plus loin que $C \neq 4 \cdot 10^{-12}$ farad. Pour la fréquence de 6 Mc/s, on avait dans tous les cas :

$$R \leq 2 \text{ ohms } \quad L \leq 0,73 \cdot 10^{-6} \text{ henry.}$$

En prenant ces valeurs, on obtient :

$$(1 - LC\omega^2)^2 = (1 - 0,0041)^2, \quad R^2C^2\omega^2 = 9 \cdot 10^{-8},$$

$$L(1 - LC\omega^2) \simeq 0,73 \cdot 10^{-6}, \quad R^2C = 1,6 \cdot 10^{-11}.$$

Il est donc légitime de négliger R^2C devant

$L(1 - LC\omega^2)$ et $R^2C^2\omega^2$ devant $(1 - LC\omega^2)^2$, d'où :

$$(12) \quad R = R'(1 - LC\omega^2)^2 \simeq R'(1 - 2LC\omega^2),$$

$$(13) \quad L = \frac{L'}{1 + L'C\omega^2} \simeq L'(1 - L'C\omega^2).$$

Dans le calcul de μ_1 et μ_2 ce sont les différences $L - L_0$ et $R - R_0$ qui interviennent :

$$L - L_0 = (L' - L'_0)[1 - (L' + L'_0)C\omega^2].$$

Dans l'exemple choisi :

$$(L' + L'_0)C\omega^2 = 1,123 \times 4 \times 1,42 \times 10^{-3} = 6,4 \cdot 10^{-3}.$$

L'erreur relative commise sur $\mu_1 - 1$, en négligeant la capacité C , est donc toujours inférieure à 0,65 %.

D'autre part, d'après (12) :

$$R - R_0 = R' - R'_0 - 2C\omega^2(R'L - R'_0L_0) =$$

$$(R' - R'_0) \left[1 - 2LC\omega^2 - 2C\omega^2(L - L_0) \frac{R'_0}{R' - R'_0} \right].$$

La correction due au troisième terme peut devenir importante lorsque $R' - R'_0$ est très petit, c'est-à-dire pour les échantillons peu chargés au moment où apparaissent les pertes.

Cette correction était au plus égale à 4 % dans nos mesures dès que μ_2 devenait supérieur à 0,01. On peut donc ne pas tenir compte jusqu'à 6 Mc/s de la capacité répartie ; son influence se fait seulement sentir lorsque les pertes sont très faibles, et dans ce cas la précision est limitée par la sensibilité des appareils.

II-2-3. — Mesures effectuées à l'aide d'un circuit à résonance de tension.

II-2-3-1. — *Méthode générale.* — Cette méthode a été utilisée dans ce travail aux fréquences supérieures à une dizaine de Mc/s et c'est par ce procédé qu'ont été obtenus les résultats à 12 Mc/s et

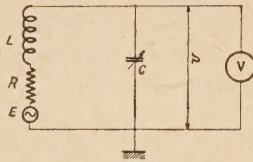


FIG. 6. — Circuit à résonance de tension.

40 Mc/s donnés plus loin. Le schéma électrique de principe est celui de la figure 6 où L et R sont l'inductance et la résistance de la bobine. La tension U aux bornes du condensateur variable sans pertes C , mesurée à l'aide du voltmètre V , est

$$(14) \quad U = E / \sqrt{R^2 C^2 \omega^2 + (1 - LC\omega^2)^2}.$$

Soient C_0 la valeur de la capacité variable à la résonance, U_0 la tension correspondante, et Q le coefficient de surtension du circuit ; on a :

$$(15) \quad LC_0\omega^2 = 1$$

$$(16) \quad Q = U_0/E = L\omega/R = 1/RC_0\omega.$$

Ces deux équations permettent de déterminer L et R connaissant C_0 et Q , que l'on déduit du relevé de la courbe de résonance $U = f(C)$. En effet, on peut écrire d'après (14), (15) et (16) :

$$U = \frac{E}{\sqrt{\frac{1}{Q^2} \left(\frac{C}{C_0} \right)^2 + \left(\frac{C_0 - C}{C_0} \right)^2}} = \frac{U_0}{\sqrt{\left(\frac{C}{C_0} \right)^2 + Q^2 \left(\frac{C_0 - C}{C_0} \right)^2}}.$$

En posant :

$$(17) \quad U_0/U = \sqrt{x},$$

il vient :

$$(18) \quad Q = \sqrt{x - (C/C_0)^2} C_0 / |C_0 - C|.$$

Au voisinage de la résonance, $C/C_0 \simeq 1$ et on peut écrire :

$$(18 \text{ bis}) \quad Q = \sqrt{x - 1} C_0 / |C_0 - C|.$$

Sur la courbe $U = f(C)$ (fig. 7) on détermine facilement C_0 correspondant au maximum de U , cette courbe

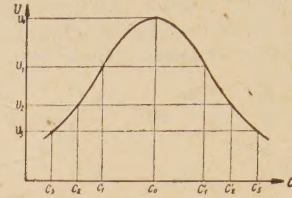


FIG. 7. — Courbe de résonance $U = f(C)$.

étant symétrique par rapport à C_0 (tant que $C/C_0 \neq 1$). Soient alors les trois valeurs de x ;

$$x_1 = 2, \quad x_2 = 4, \quad x_3 = 9,$$

obtenues respectivement pour les valeurs

C_1 et C'_1 , C_2 et C'_2 , C_3 et C'_3 , de la capacité C .

Alors :

$$C_0 = \frac{C_1 + C'_1}{2} = \frac{C_2 + C'_2}{2} = \frac{C_3 + C'_3}{3},$$

$$Q = \frac{C_1 + C'_1}{C'_1 - C_1} = \frac{C_2 + C'_2}{C'_2 - C_2} \sqrt{3} = \frac{C_3 + C'_3}{C'_3 - C_3} \sqrt{8}.$$

Le relevé de ces six points de la courbe de résonance permettait de s'assurer, à chaque expérience, que les trois valeurs trouvées pour C_0 et Q étaient identiques et que la mesure était correcte. Nous avons opéré avec la bobine de 24 spires pour tous les échantillons dont les pertes n'étaient pas trop élevées, et lorsque la courbe de résonance était trop large, les mesures étaient faites avec la bobine de 12 spires de section plus grande.

II-2-3-2. — *Dispositif expérimental.* — Le montage utilisé est représenté sur les figures 8 et 8 bis.

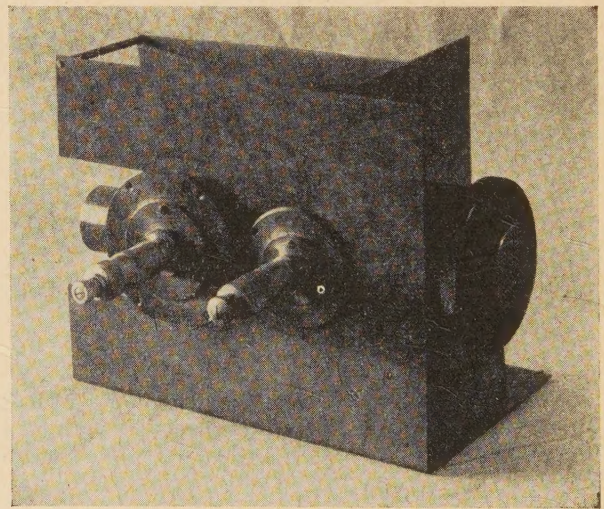


FIG. 8. — Circuit à résonance de tension, dispositif expérimental.

Les trois condensateurs A, B, D permettant d'obtenir la capacité d'accord voulue à 12 Mc/s, la bobine et la tête de voltmètre sont branchées en dérivation

(à 40 Mc/s le condensateur A est seul en dérivation avec la bobine et le voltmètre). L'enveloppe extérieure de la bobine et des trois condensateurs est réunie à la masse de manière à éviter tout rayonnement. Le diélectrique des condensateurs est constitué par de l'air, et des bagues de rexol servent à maintenir l'armature non réunie à la masse, de sorte que les pertes sont tout à fait négligeables. D est fixe ; A et B sont des condensateurs cylindriques à variation linéaire, cette variation étant obtenue en

du générateur, mesurée à l'aide d'un ondemètre hétérodyne, ne subit aucune variation.

II-2-3-3. — *Détermination des inductances parasites.* — Bien que les connexions soient courtes, on doit considérer qu'il y a, en série avec les différents éléments du montage, de petites inductances, l_A , l_B , l_D , l_v , de sorte que le schéma de l'ensemble est celui de la figure 9. Si C est la capacité de l'un des condensateurs, et si l est l'inductance en série avec

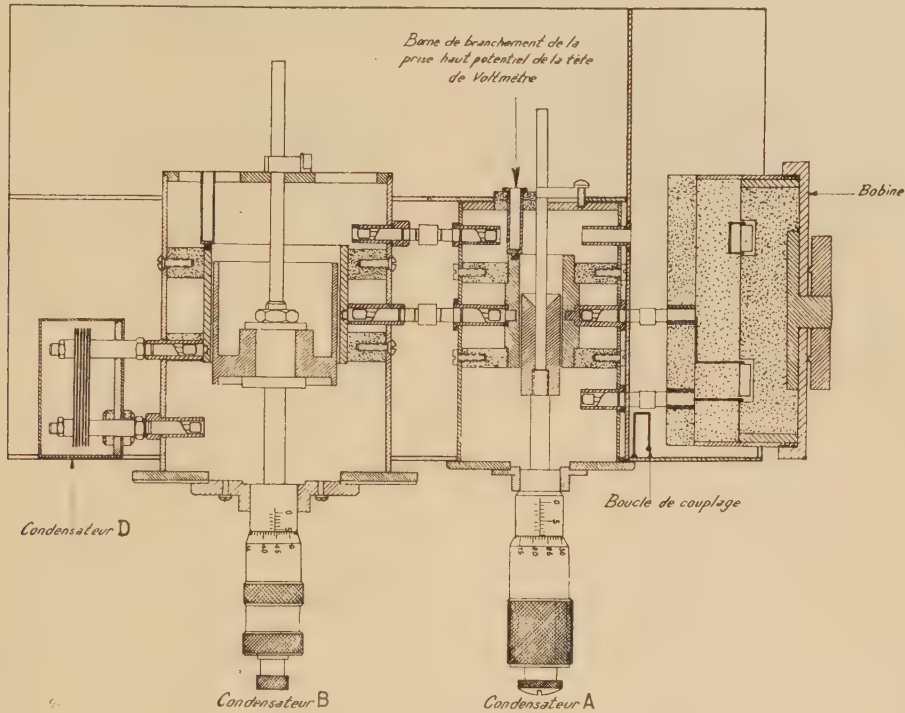


FIG. 8 bis. — Coupe du montage à résonance de tension.

déplaçant longitudinalement l'armature intérieure, réunie à la masse, au moyen d'une vis permettant une course de 25 millimètres et dont les déplacements sont gradués en centièmes de millimètre. La variation totale de capacité est de 75 picofarads pour chaque condensateur. L'impédance ramenée par la tête du voltmètre électronique sur le circuit se réduit à une petite capacité $C_v = 8 \cdot 10^{-12}$ farad en dérivation avec une résistance de plusieurs mégohms, que l'on peut considérer comme infinie.

Les connexions entre les divers éléments du montage sont raccourcies au maximum et sont constituées par un système de fiches mâles et de fiches femelles, de sorte que le montage est absolument reproductible. Le générateur, qui comprend un étage oscillateur et un étage amplificateur, fournit une puissance suffisante pour permettre un couplage très lâche avec le circuit, ce qui est nécessaire si on veut éviter toute réaction de l'un sur l'autre. A cet effet, le câble coaxial venant du générateur se termine par une boucle que l'on peut éloigner plus ou moins de la borne de la bobine reliée à la masse. On s'assure qu'il n'y a pas de réaction en vérifiant que la courbe de résonance n'est pas déformée, et que pendant le relevé de cette courbe la fréquence

lui du fait des connexions, sa capacité apparente à la fréquence $f = \omega/2\pi$ a pour valeur :

$$C' = C/(1 - lC\omega^2).$$

Il est donc nécessaire de connaître la valeur exacte de la capacité C , mesurée en basse fréquence, de

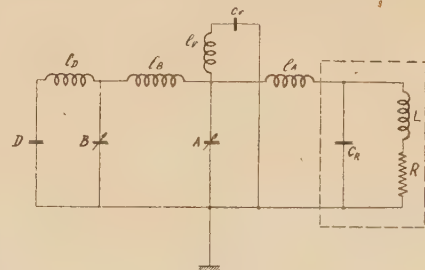


FIG. 9. — Schéma réel avec inductances.

chacun des condensateurs A, B, D, et en plus la valeur l de la self associée à cette capacité. Pour cela, on a déterminé l'inductance l_A en série avec A et on s'est ensuite servi de ce condensateur pour étalonner les autres. La capacité d'entrée du voltmètre étant très petite ($C_v = 8 \cdot 10^{-12}$ farad) ses variations en fonction de la fréquence dues à l_v sont négligeables, et il est légitime de l'inclure dans la capacité rési-

duelle du condensateur A. Soit Z une impédance inductive que l'on place en dérivation sur A à la place de la bobine démontable, et γ une petite capacité auxiliaire que l'on branche en dérivation sur A à la place du condensateur B. Soit C_1 , la capacité de A pour laquelle l'accord est réalisé, et C_2 la valeur de la capacité de A à l'accord lorsqu'on enlève γ . On peut écrire :

$$\gamma = \frac{C_2}{1 - l_A C_2 \omega^2} - \frac{C_1}{1 - l_A C_1 \omega^2} \simeq \frac{C_2 - C_1}{1 - l_A (C_1 + C_2) \omega^2};$$

d'où :

$$(19) \quad C_2 - C_1 = \gamma [1 - l_A (C_1 + C_2) \omega^2].$$

Laissant la fréquence fixe on utilise un jeu d'impédances Z telles qu'on obtienne l'accord du circuit pour différentes valeurs de la capacité variable A échelonnées d'un bout à l'autre de sa gamme de variation. D'après (19), si on porte en abscisses les valeurs de $(C_1 + C_2)$ et en ordonnées les valeurs de $C_2 - C_1$ correspondantes, on doit obtenir une droite dont l'ordonnée à l'origine est γ et la pente $-l_A \gamma \omega^2$,

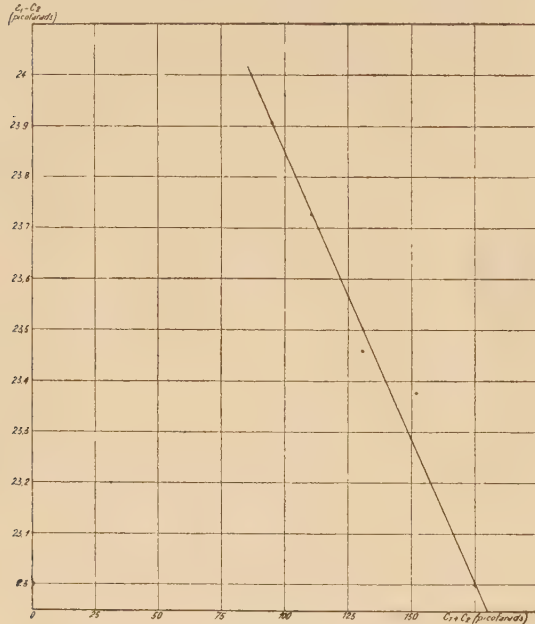


FIG. 10. — Détermination de l'inductance l_A .

ce qui permet de déterminer l_A . Remarquons qu'il n'est pas nécessaire que γ soit une capacité pure puisque la fréquence reste fixe. Pour obtenir une bonne précision, il faut opérer à une fréquence élevée. La fréquence choisie était égale à 52 Mc/s, et cinq petites lignes bifilaires de longueurs différentes constituaient les impédances Z . La capacité était montée sur un support rigide et venait s'enficher toujours à la même place sur le condensateur A. La figure 10 montre à grande échelle les résultats obtenus. On en déduit :

$$l_A = 4,3 \cdot 10^{-9} \text{ henry.}$$

Connaissant ainsi la capacité apparente de A à toute fréquence, on détermine l_B d'après la variation de capacité de A nécessaire pour rétablir

l'accord lorsqu'on met en B en dérivation sur A, et de même l_D en mettant D en dérivation sur A et B.

II-2-3-4. — *Détermination de la capacité répartie de la bobine vide.* — Pour connaître la capacité totale en dérivation sur l'inductance et la résistance de la bobine, il faut encore déterminer la capacité répartie de celle-ci. Si on représente la capacité répartie par une capacité C_R indépendante de la fréquence, en dérivation sur l'inductance propre L_0 de la bobine, on peut écrire d'après (15), à l'accord :

$$C_R + C_L = 1/L_0 \omega^2 = 1/4\pi^2 L_0 f^2,$$

C_L étant la capacité totale apparente des condensateurs à l'accord, compte tenu de la capacité d'entrée du voltmètre.

Si on porte $1/f^2$ en abscisses et C_L en ordonnées, on obtient une droite dont l'ordonnée à l'origine est égale à $-C_R$. Ceci est vérifié expérimentalement avec une très grande précision. La pente de la droite permet de déterminer L_0 . Les valeurs ainsi trouvées pour les bobines de 12 à 24 spires sont respectivement :

$$\begin{aligned} L_0 &= 0,395 \cdot 10^{-6} \text{ henry,} & C_R &= 3,5 \cdot 10^{-12} \text{ farad, et} \\ L_0 &= 0,393 \cdot 10^{-6} \text{ henry,} & C_R &= 3,0 \cdot 10^{-12} \text{ farad.} \end{aligned}$$

II-2-3-5. — *Correction de la capacité répartie due à la présence d'un échantillon dans la bobine.* — Les échantillons introduits dans les bobines ayant des pouvoirs inducteurs spécifiques plus grands que ceux de l'air, la capacité aux bornes de la bobine est plus grande que C_R lorsqu'elle contient un échantillon. Cet accroissement de capacité ΔC , quoique toujours inférieur à $0,7 \cdot 10^{-12}$ farad, dans les mesures considérées ici, n'est cependant pas négligeable, surtout à 40 Mc/s où, dans certains cas, la capacité totale d'accord ne dépasse pas $30 \cdot 10^{-12}$ farad. La méthode indiquée précédemment pour déterminer C_R ne peut être appliquée à la détermination de la capacité de la bobine contenant l'échantillon puisque l'inductance n'est plus indépendante de la fréquence du fait de la variation de la perméabilité de l'échantillon. Une méthode utilisée par P. PANNETIER [10] consiste à effectuer successivement les mesures sur chaque échantillon à l'aide de deux bobines différentes, ce qui permet de déterminer les capacités aux bornes de chaque bobine et la perméabilité $\mu_1 - j\mu_2$ de l'échantillon. La détermination de ΔC par ce moyen est longue et la précision obtenue incertaine, car les erreurs commises dans la mesure de l'inductance et de la résistance de chacune des deux bobines, vide ou contenant l'échantillon, s'ajoutent dans le calcul de ΔC .

Aussi avons-nous été conduit à rechercher une méthode plus directe permettant de déterminer, dans chaque cas, ΔC avec précision. Cette variation de capacité étant due au pouvoir inducteur spécifique ϵ élevé des échantillons ferromagnétiques, il suffit pour la mesurer de disposer d'échantillons de mêmes dimensions, non magnétiques, et possédant

les mêmes ε . Ces échantillons étaient constitués par des mélanges de poudre d'aluminium dans le diélectrique de base précédemment décrit. Les charges de ces échantillons étaient convenablement choisies, de manière que les ε obtenus soient du même ordre de grandeur que ceux des échantillons de poudres ferromagnétiques utilisés. En notant, à une fréquence donnée, la capacité d'accord C_0 correspondant à la bobine vide, et la capacité C'_0 correspondant à la bobine contenant un échantillon non magnétique de pouvoir inducteur spécifique ε , et en refaisant l'expérience pour des échantillons possédant des ε différents, on peut tracer $\Delta C = C_0 - C'_0$ en fonction de ε .

La figure 11 montre que pour les valeurs de ε considérées cette variation est sensiblement linéaire. Les deux droites correspondent à des épaisseurs

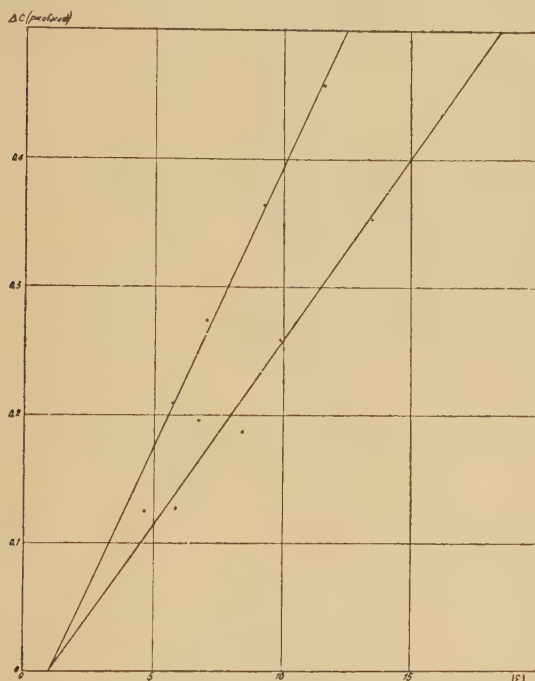


FIG. 11. — Accroissement ΔC de la capacité répartie de la bobine de 24 spires contenant un échantillon de pouvoir inducteur spécifique $[\varepsilon]$, de 2 mm d'épaisseur (O), ou de 1,5 mm d'épaisseur (+).

d'échantillons de 2 mm et 1,5 mm pour la bobine de 24 spires. Pour la bobine de 12 spires, dont la section est plus grande, cet effet est beaucoup plus faible et reste toujours inférieur à $0,07 \cdot 10^{-12}$ farad. Les ε ont été mesurés à 1 Mc/s, les échantillons considérés constituant le diélectrique d'un condensateur plan.

Examinons sur un exemple l'erreur qu'on commettrait en négligeant ΔC . Pour l'échantillon de permalloy F de charge $p = 0,21$, de 2 mm d'épaisseur, on a à la résonance :

$$\begin{aligned} C_L + C_R &= 30,508 \cdot 10^{-12} \text{ farad,} \\ \Delta C &= 0,43 \cdot 10^{-12} \text{ farad, } (\varepsilon = 11) \\ L_0 &= 0,393 \cdot 10^{-6} \text{ henry.} \end{aligned}$$

Suivant que l'on néglige ou non ΔC , on a :

$$\begin{aligned} L &= 0,5183 \cdot 10^{-6} \text{ henry, } L' = 0,511 \cdot 10^{-6} \text{ henry,} \\ L - L_0 &= 0,1253 \cdot 10^{-6} \text{ henry, ou} \\ L' - L_0 &= 0,118 \cdot 10^{-6} \text{ henry,} \\ \mu_1 &= 2,777 \text{ ou } \mu_1 = 2,674. \end{aligned}$$

En négligeant ΔC on obtiendrait une valeur de μ_1 trop grande de 4 % environ.

II-2-4. — Limite d'utilisation des bobines.

Nous allons montrer maintenant qu'aux fréquences auxquelles ont été faites les mesures décrites ici, c'est-à-dire jusqu'à 40 Mc/s, l'emploi des bobines est légitime et n'est pas encore limité par leur rayonnement. En effet, les calculs effectués sur les bobines supposent que l'énergie dissipée l'est uniquement sous forme d'effet Joule dans l'enroulement, l'intensité parcourant celui-ci restant constante sur toute sa longueur. Pour le vérifier, on a mesuré la résistance apparente des bobines à différentes fréquences et on l'a comparée à la résistance ohmique calculée à ces fréquences. Si R_0 est la résistance en courant continu d'un conducteur cylindrique rectiligne de rayon a , de conductibilité σ , l'impédance présentée par ce fil à une fréquence f est :

$$\begin{aligned} (20) \quad Z &= R + jL\omega \\ &= R_0 j \frac{a}{\sqrt{2}\delta} \times \frac{\text{Ber}(a\sqrt{2})/\delta + j\text{Bei}(a\sqrt{2})/\delta}{\text{Ber}'(a\sqrt{2})/\delta + j\text{Bei}'(a\sqrt{2})/\delta}, \text{ où} \end{aligned}$$

$$(21) \quad \delta = 1/2\pi\sqrt{\mu_0\sigma f}$$

est la pénétration dans le conducteur. Lorsque $a/\delta \geq 3$, on peut remplacer R tiré de (20) par

$$(22) \quad R = R_0(1/4 + a/2\delta),$$

avec une approximation d'autant meilleure que a/δ est plus grand. Dans les deux bobines employées, le rayon du conducteur en argent des demi-spires est égal à 0,5 mm pour la partie mâle et à 0,85 mm pour la partie femelle. Prenant $a = 0,05$ cm, la fréquence pour laquelle $a/\delta = 3$, est

$$f = 3/0,1 \pi \sqrt{6,66 \cdot 10^{-4}} = 0,137 \text{ Mc/s.}$$

Dans la gamme de fréquence considérée ici, qui s'étend de quelques Mc/s à 40 Mc/s, on a donc $a/\delta \gg 3$ et la formule (22) donne R avec une erreur inférieure à 1 %. En conséquence, la résistance ohmique de l'enroulement varie linéairement en fonction de $\sqrt{f}$. Pour les deux bobines, la résistance R_0 étant de l'ordre de quelques millièmes d'ohm, on peut considérer que les droites correspondantes passent par l'origine et ont pour équation

$$(22 \text{ bis}) \quad R = R_0 a/2\delta.$$

Les valeurs des résistances apparentes des deux bobines mesurées à différentes fréquences sont données dans le tableau I; la figure 12, où ces valeurs ont été portées, montre la variation de cette résistance apparente en fonction de $\sqrt{f}$.

Si R_{app} est la résistance mesurée, et R la résistance donnée par (22 bis) à une certaine fréquence, la résistance de rayonnement R_r de la bobine à cette fréquence est :

$$R_r = R_{app} - R.$$

Cette résistance n'apparaît qu'au-dessus de 25 Mc/s.

TABLEAU I

f Mc/s	RÉSISTANCE APPARENTE DE LA BOBINE	
	12 SPIRES	24 SPIRES
12	0,237 ohm	0,323 ohm
14	0,265 »	0,356 »
17	0,285 »	0,375 »
25	0,357 »	0,472 »
29	0,416 »	0,531 »
33	0,471 »	0,600 »
40	0,600 »	0,715 »

A 40 Mc/s, on a :

$$R_r = 0,715 - 0,595 = 0,12 \text{ ohm}$$

pour la bobine 24 spires,

$$R_r = 0,600 - 0,440 = 0,16 \text{ ohm}$$

pour la bobine 12 spires.

Calculons le rapport de l'énergie rayonnée à l'éner-

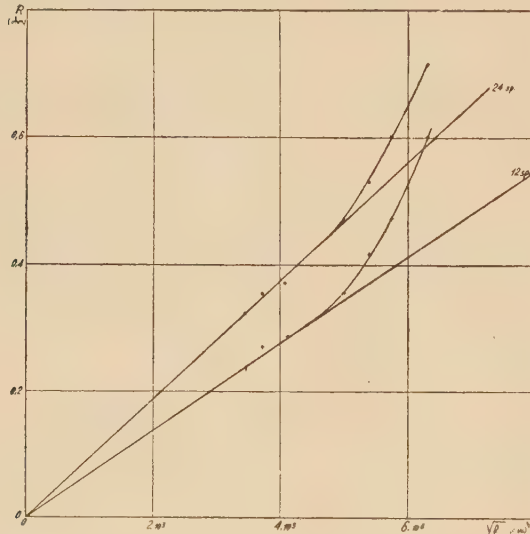


FIG. 12. — Résistance des bobines en fonction de la fréquence.

gie emmagasinée dans la bobine à cette fréquence. Nous trouvons :

$$\frac{R_r}{L\omega} = \frac{0,12}{0,393 \times 2,513 \times 10^2} \approx \frac{0,12}{100} \quad (\text{pour 24 spires}),$$

$$\frac{R_r}{L\omega} = \frac{0,16}{0,395 \times 2,513 \times 10^2} \approx \frac{0,16}{100} \quad (\text{pour 12 spires}).$$

Donc, à 40 Mc/s, il y a rayonnement ; mais, l'énergie rayonnée ne constituant qu'une très faible partie de l'énergie totale, l'erreur introduite peut être négligée.

II-2-5. — Précision obtenue.

Pour un noyau magnétique donné, l'augmentation relative de self $(L - L_0)/L_0$ due à l'introduction du noyau dans la bobine est d'autant plus grande que L_0 est plus petit ($L - L_0$ dépendant du nombre de spires et non de la section de la bobine). On a donc

intérêt, pour augmenter la précision, à opérer avec une bobine ayant la section la plus faible possible, c'est-à-dire une bobine où l'espace d'air résiduel entre le noyau et l'enroulement est réduit au minimum. La section des noyaux étudiés était égale à 11 mm² ou à 8,25 mm² suivant leur épaisseur (2 mm ou 1,5 mm). Nous avons donc utilisé de préférence la bobine de 24 spires de section égale à 50 mm², où l'espace d'air résiduel avait été réduit au minimum, compte tenu des possibilités de réalisation mécanique et des qualités de reproductibilité à assurer à la bobine. Comme nous l'avons mentionné plus haut, aux fréquences de 12 à 40 Mc/s il était nécessaire d'employer la bobine de 12 spires, de 140 mm² de section, pour les échantillons ayant les plus grandes pertes. A ces fréquences, l'écart constaté sur les valeurs de μ_1 obtenues avec les deux bobines ne dépassait pas 1 %, et pour μ_2 il restait inférieur à 2 % dès que μ_2 était supérieur à 0,08.

Il est difficile de faire un calcul d'erreur valable dans tous les cas. En admettant que l'erreur absolue commise sur L_0 , R_0 , L et R soit la même dans tous les cas, les erreurs relatives $(\Delta L + \Delta L_0)/(L - L_0)$, $(\Delta R + \Delta R_0)/(R - R_0)$ sont d'autant plus grandes que les différences $L - L_0$, $R - R_0$ sont plus faibles, c'est-à-dire que pour une même poudre la précision est moins bonne pour les faibles charges que pour les fortes charges. Pour les valeurs de $\mu_2 < 0,02$, l'erreur relative correspondante peut être importante. Par contre, les mesures donnent, en ce qui concerne μ_1 , des résultats reproductibles à 1 % près, même pour les faibles charges.

II-3. — Méthodes de mesures aux ondes centimétriques.

Dans ce qui suit, les Z représentent les valeurs des impédances considérées, les z les impédances rationalisées, c'est-à-dire les valeurs sans dimension de ces impédances lorsqu'on prend comme unité l'impédance caractéristique Z_0 du guide considéré :

$$z = Z/Z_0.$$

II-3-1. — Principe.

Aux ondes centimétriques, la méthode consiste à déterminer la perméabilité magnétique $\mu = |\mu|e^{-j\alpha}$ et le pouvoir inducteur spécifique $\varepsilon = |\varepsilon|e^{-j\delta}$ de la substance étudiée, en mesurant les impédances d'entrée z_{cc} et z_{co} d'une portion de guide de mesure (guide rectangulaire ou ligne coaxiale) remplie par l'échantillon, cette portion de guide étant terminée respectivement sur une impédance nulle et sur une impédance infinie. En pratique, on réalise ces deux impédances en plaçant l'échantillon d'épaisseur l dans l'extrémité amovible du guide de mesure, soit contre la paroi conductrice terminale, soit à un quart de longueur d'onde dans le guide de cette paroi.

II-3-2. — Calcul de μ et ε à partir des valeurs de z_{cc} et z_{co} .

D'après les équations classiques de propagation sur les lignes, l'impédance d'entrée Z d'une ligne

d'impédance caractéristique Z_c , de longueur l , terminée sur une impédance Z_T est donnée par l'équation

$$(23) \quad Z = Z_c \frac{Z_T + Z_c \operatorname{th} \gamma l}{Z_c + Z_T \operatorname{th} \gamma l},$$

γ étant la constante de propagation dans la ligne.

Si Z_c et γ se rapportent à la ligne vide, Z'_c et γ' à la même ligne remplie d'un milieu de constantes ε et μ on a :

$$(24) \quad z'_c = Z'_c / Z_c = \sqrt{\mu / \varepsilon},$$

$$(25) \quad \gamma' = \gamma \sqrt{\mu \varepsilon}.$$

L'équation (23) est valable, non seulement dans le cas de la propagation sur les lignes, mais également dans tous les cas de propagation d'ondes planes, les impédances Z représentant alors les impédances d'onde correspondant à la direction de propagation considérée. En espace libre, l'impédance d'onde d'un milieu, caractérisé par ε et μ , est définie par :

$$4\pi \varepsilon / \mathcal{H} = 4\pi \sqrt{\mu / \varepsilon},$$

$\mathcal{E}$ et $\mathcal{H}$ étant respectivement le champ électrique et le champ magnétique. De même, dans un guide d'onde, il est commode de considérer l'impédance d'onde caractéristique correspondant à la direction Oz normale à la section du guide, c'est-à-dire, s'il s'agit d'un guide rectangulaire opérant sur le mode H_{01} , le champ électrique étant dirigé suivant l'axe Ox :

$$Z_c = 4\pi \varepsilon_x / \mathcal{H}_y = 4\pi \varepsilon / \mathcal{H}_y.$$

Pour un tel guide vide et supposé sans pertes, les équations de MAXWELL se réduisent à :

$$(26) \quad \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z} = -j\omega \mu_0 \mathcal{H}_y,$$

$$(27) \quad \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial y} = j\omega \mu_0 \mathcal{H}_z,$$

$$(28) \quad \frac{\partial \mathcal{H}_z}{\partial y} - \frac{\partial \mathcal{H}_y}{\partial z} = j\omega \varepsilon_0 \mathcal{E}.$$

Les solutions sont de la forme :

$$(29) \quad \mathcal{E} = E e^{j(\omega t - \alpha y - \beta z)}, \text{ avec}$$

$$(30) \quad \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 = \alpha^2 + \beta^2 = 4\pi^2 / \lambda_0^2,$$

$$(31) \quad \alpha = 2\pi / \lambda_c,$$

$$(32) \quad \beta = 2\pi / \lambda_{g_0} = 2\pi \sqrt{1 / \lambda_0^2 - 1 / \lambda_c^2},$$

λ_0 étant la longueur d'onde en espace libre dans le vide, λ_c la longueur d'onde de coupure du guide, λ_{g_0} la longueur d'onde suivant Oz dans le guide vide. Les relations (26), (29), (30), (32) donnent immédiatement pour l'impédance d'onde caractéristique du guide vide suivant Oz :

$$(33) \quad Z_c = 4\pi \varepsilon / \mathcal{H}_y = 4\pi \omega \mu_0 / \beta \\ = 4\pi \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} / \sqrt{1 - (\lambda_0 / \lambda_c)^2}.$$

Pour le même guide rempli d'une substance caractérisée par ε , μ , on aurait de même :

$$\mathcal{E} = E e^{j(\omega t - \alpha y - \gamma' z)}$$

γ' étant généralement complexe. L'expression de l'impédance d'onde devient :

$$Z'_c = 4\pi \sqrt{\mu / \varepsilon} / \sqrt{1 - (\lambda_0 / \lambda_c)^2} \varepsilon_0 \mu_0 / \varepsilon \mu.$$

L'impédance d'onde rationalisée du guide contenant la substance (ε , μ), en prenant ε_0 et μ_0 comme unités, est alors :

$$(33 \text{ bis}) \quad z'_c = Z'_c / Z_c = \mu \sqrt{[1 - (\lambda_0 / \lambda_c)^2] / [\varepsilon \mu - (\lambda_0 / \lambda_c)^2]}.$$

Dans ce guide, la constante de propagation γ' relative à la direction Oz est donnée par la relation :

$$(30 \text{ bis}) \quad -4\pi^2 / \lambda_c^2 + \gamma'^2 + \omega^2 \varepsilon \mu = 0; \text{ d'où :}$$

$$(34) \quad \gamma' = j \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\varepsilon \mu - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \\ = j \frac{2\pi}{\lambda_{g_0}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \sqrt{\varepsilon \mu - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}.$$

Lorsque dans les équations (33 bis) et (34) on fait $\lambda_c = \infty$, $\lambda_{g_0} = \lambda_0$, on retrouve les équations (24) et (25) des lignes, et le calcul de μ et ε à partir de (33 bis) et (34) est valable aussi bien pour les lignes que pour les guides. D'après (23), les impédances d'entrée d'un tronçon de guide de longueur l , rempli de la substance (ε , μ) et terminé, soit sur $z_T = 0$, soit sur $z_T = \infty$, sont respectivement :

$$z_{cc} = z'_c \operatorname{th} \gamma' l,$$

$$z_{co} = z'_c / \operatorname{th} \gamma' l.$$

D'où, d'après (33 bis) et (34) :

$$(35) \quad z'_c = \sqrt{z_{cc} z_{co}} = \mu \sqrt{[1 - (\lambda_0 / \lambda_c)^2] / [\varepsilon \mu - (\lambda_0 / \lambda_c)^2]},$$

$$(36) \quad \operatorname{th} \gamma' l = \sqrt{z_{cc} / z_{co}} \\ = \operatorname{th} \left\{ j \frac{2\pi l}{\lambda_{g_0}} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2}} \sqrt{\varepsilon \mu - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2} \right\}.$$

Ces deux équations permettent d'obtenir les expressions de μ et ε ; on pose :

$$(37) \quad \sqrt{z_{cc} / z_{co}} = \operatorname{tg} \psi e^{j\varphi} = \operatorname{th} (u + j\nu), \text{ et}$$

$$(38) \quad \sqrt{[\varepsilon \mu - (\lambda_0 / \lambda_c)^2] / [1 - (\lambda_0 / \lambda_c)^2]} = S e^{-j\theta}.$$

z_{cc} et z_{co} étant supposés connus, on en tire ψ et φ , d'où u et ν par les relations :

$$(39) \quad \operatorname{th} 2u = \sin 2\psi \cos \varphi,$$

$$(40) \quad \operatorname{tg} 2\nu = \operatorname{tg} 2\psi \sin \varphi.$$

De (36), (37) et (38) on tire les relations suivantes entre u , ν , S et θ :

$$(41) \quad S = \sqrt{u^2 + \nu^2} \lambda_{g_0} / 2\pi l,$$

$$(42) \quad \operatorname{tg} \theta = u / \nu.$$

S et θ étant ainsi déterminés, les valeurs de μ et ε sont données d'après (33 bis), (35) et (38) par les relations :

$$(43) \quad \mu = \mu_1 - j\mu_2 = \sqrt{z_{cc} z_{co}} S e^{-j\theta}$$

$$(44) \quad \varepsilon = \varepsilon_1 - j\varepsilon_2 = \frac{S e^{-j\theta}}{\sqrt{z_{cc} z_{co}}} \left[1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2 \right] + \frac{1}{\mu} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_c}\right)^2.$$

Remarquons que l'angle 2ν de même que l'angle θ sont donnés à $k\pi$ près par (40) et (42). En ce qui concerne θ il est facile de choisir la bonne détermination, car l'angle de pertes diélectriques δ des échantillons étudiés est toujours faible en raison du bon isolement entre les grains (quelques degrés au maximum), et dans toutes les mesures effectuées, il fallait choisir la plus petite détermination de θ afin d'obtenir une valeur de δ correcte. Pour lever l'indétermination relative à ν il est nécessaire de mesurer les impédances z_{oc} et z_{co} correspondant à des longueurs l différentes. En effet, d'après (38), S et θ sont indépendants de l , tandis que, d'après (36) et (37), u et ν sont proportionnels à l . Il suffit donc de choisir les valeurs de ν de telle manière que les résultats obtenus soient les mêmes pour différentes valeurs de l . Pour tous les échantillons mesurés, l étant légal à 1,5 mm ou 2 mm, la valeur correcte de ν correspondait, dans les mesures à 10,8 cm, à sa plus petite détermination. Il n'en était pas de même dans les mesures à 3,2 cm et 1,25 cm, mais il est assez facile de choisir la détermination correcte de ν en tenant compte du fait que ε varie peu entre ces différentes longueurs d'onde.

II-3-3. — Mesures de z_{oc} et z_{co} .

Le problème se ramène à la mesure d'une impédance placée en bout d'une ligne ou d'un guide de mesure. Une première méthode consiste à relever le taux d'onde stationnaire et la position des minima du champ électrique dans l'appareil de mesure en bout duquel est placée l'impédance à mesurer. Dans cette méthode on néglige les pertes dans l'appareil lui-même, le taux d'onde stationnaire à vide n'étant pas mesurable et pouvant être considéré comme infini. Lorsque la partie réactive de l'impédance à mesurer devient grande par rapport à la partie résistive, le taux d'onde stationnaire croît et sa mesure devient délicate ; de plus les pertes propres à l'appareil de mesure peuvent ne plus être négligeables devant celles de l'impédance mesurée. On peut alors employer une cavité résonnante dont la longueur est rendue variable au moyen d'un piston mobile. La méthode donnée par P. ABADIE [16] consiste à déterminer le coefficient de surtension du circuit, seul ou terminé sur l'impédance à mesurer, et la position du piston à l'accord, pour déterminer la valeur de l'impédance inconnue. Dans la gamme des 10 cm nous utilisons, sur deux lignes coaxiales, l'une ou l'autre de ces méthodes suivant l'importance des pertes des échantillons. Dans les gammes de 3,2 cm et 1,25 cm, nous employons la première méthode avec des guides rectangulaires, les taux d'onde stationnaire relevés ne dépassant 40 pour aucun échantillon et étant mesurables dans tous les cas.

II-3-3-1. — *Méthode des ondes stationnaires.* — Considérons les composantes e et h des champs électrique et magnétique contenues dans une section normale à l'axe Oz du guide ou de la ligne. Soit AB (fig. 13) le plan séparant la portion de guide conte-

nant la substance étudiée, dont on veut connaître l'impédance d'entrée z_e , du reste du guide. Prenons l'origine des z dans ce plan AB, Oz étant dirigé vers

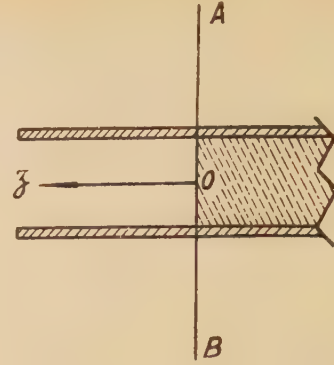


FIG. 13. — Section normale à l'axe z , d'un guide ou d'une ligne.

à partie vide du guide de mesure. On a pour les trois ondes, incidente, réfléchie et transmise sur le plan AB :

$$\begin{aligned} e_i &= E_i e^{j(\omega t + \beta z)}, & h_i &= H_i e^{j(\omega t + \beta z)}, \\ e_r &= E_r e^{j(\omega t - \beta z)}, & h_r &= H_r e^{j(\omega t - \beta z)}, \\ e_t &= E_t e^{j(\omega t + \gamma z)}, & h_t &= H_t e^{j(\omega t + \gamma z)}, \end{aligned}$$

β étant défini par (32). Les équations de continuité au niveau du plan AB sont :

$$(45) \quad E_i + E_r = E_t,$$

$$(46) \quad H_i + H_r = H_t.$$

Soit Z_c l'impédance d'onde caractéristique du guide de mesure, Z_e l'impédance d'onde à mesurer :

$$(47) \quad Z_c = 4\pi E_i/H_i = -4\pi E_r/H_r$$

$$(48) \quad Z_e = 4\pi E_t/H_t; \quad \text{d'où :}$$

$$(49) \quad z_e = Z_e/Z_c = E_t H_i/H_t E_i.$$

A l'aide de (45), (46), (47) et (49) on obtient :

$$(50) \quad E_i(1 - z_e) + E_r(1 + z_e) = 0.$$

Posons :

$$(51) \quad E_r/E_i = K e^{j\psi};$$

il vient :

$$(52) \quad z_e = (1 + K e^{j\psi})/(1 - K e^{j\psi}).$$

A gauche du plan AB, en un point d'abscisse z , le champ électrique est :

$$e = e_i + e_r = E_i e^{j\omega t} [e^{j\beta z} + K e^{-j(\beta z - \psi)}]; \quad \text{d'où :}$$

$$|e| = E_i \sqrt{(1 + K)^2 \cos^2\left(\beta z - \frac{\psi}{2}\right) + (1 - K)^2 \sin^2\left(\beta z - \frac{\psi}{2}\right)}$$

ou :

$$(53) \quad |e| = E_i \sqrt{(1 - K)^2 + 4K \cos^2\left(\beta z - \frac{\psi}{2}\right)}.$$

Soit L la distance au plan AB d'un minimum de $|e|$; on a donc :

$$(54) \quad \psi = 2\beta L - (2p + 1)\pi,$$

p étant un entier. De plus, le taux d'onde stationnaire est :

$$(55) \quad \rho = |e|_{\max}/|e|_{\min} = (1 + K)/(1 - K).$$

De (52), (54), (55) on déduit :

$$(56) \quad z_e = (1 - j \rho \operatorname{tg} \beta L)/(\rho - j \operatorname{tg} \beta L).$$

Soient L_0 la distance qui sépare un minimum de $|e|$ de la paroi terminale du guide, lorsque celui-ci est vide, L_1 et L_2 respectivement les distances d'un minimum de $|e|$ à cette paroi lorsqu'un échantillon d'épaisseur l est placée contre cette paroi terminale, et à $\lambda_0/4$ de cette paroi. On a :

$$L_0 = p \lambda_0/2,$$

p étant un entier, et on obtient en faisant apparaître les différences $L_1 - L_0$ et $L_2 - L_0$:

$$(57) \quad z_{cc} = \frac{1 - j \rho \operatorname{tg} \beta [L_1 - l - L_0]}{\rho - j \operatorname{tg} \beta [L_1 - l - L_0]} \text{ et}$$

$$(58) \quad z_{co} = \frac{1 - j \rho \operatorname{tg} \beta [L_2 - l - L_0 - \lambda_0/4]}{\rho - j \operatorname{tg} \beta [L_2 - l - L_0 - \lambda_0/4]}.$$

On peut donc repérer les valeurs L par rapport à une origine quelconque puisque seules leurs différences interviennent.

La sonde utilisée pour repérer les ondes stationnaires dans le guide recueille une tension proportionnelle à e , et lorsque la loi de détection du cristal détecteur est quadratique, ce qui sera discuté plus loin, les indications du galvanomètre sont proportionnelles à $|e|^2$. Dès que ρ dépasse quelques unités, sa mesure directe suivant (55) ne serait pas suffisamment précise, $|e|_{\min}^2$ devenant très petit par rapport à $|e|_{\max}^2$. Soit δ la déviation du galvanomètre correspondant au champ e dans le guide. A un facteur de proportionnalité près (53) s'écrit :

$$\delta = (1 - K)^2 + 4K \cos^2(\beta z - \psi/2).$$

Si $\delta_{\min}$ valeur minimum de δ se produit pour $z = L$ (fig. 14) le déplacement $\pm \Delta z$ qu'il faut effec-

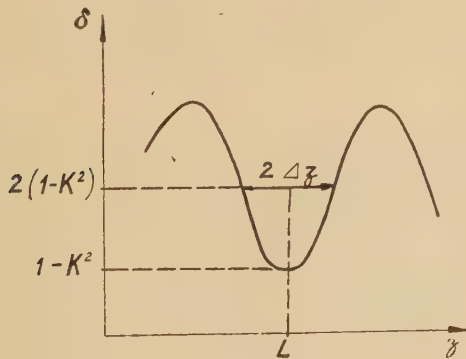


FIG. 14. — Variation de δ en fonction de z .

tuer à partir de L pour obtenir une déviation deux fois plus grande est donné par :

$$(59) \quad 4K \sin^2(\beta \Delta z) = (1 - K)^2;$$

d'où, en remplaçant K par sa valeur en fonction de ρ (55) et en résolvant :

$$(60) \quad \rho = \sqrt{(1 + \sin^2 \beta \Delta z) / \sin^2 \beta \Delta z}.$$

Cette méthode permet de déterminer ρ avec précision. De plus elle a l'avantage, dès que ρ est supé-

rieur à quelques unités, de ne nécessiter le relevé de la courbe $\delta = f(z)$ que dans un intervalle $2\Delta z$ petit par rapport à la longueur d'onde, c'est-à-dire de permettre en même temps une détermination précise de la position L du minimum.

II-3-3-2. — *Ligne résonnante.* — Pour tracer une courbe de résonance on repère l'intensité I_0 au bout de la ligne court-circuitée par le piston mobile en fonction de la position de celui-ci. Soient Z l'impédance à mesurer, placée à l'autre bout de la ligne, R_c la résistance caractéristique de la ligne, $\gamma = \alpha + j\beta$ la constante de propagation ($\beta = 2\pi/\lambda_0$), et V_0 la tension injectée au niveau du court-circuit mobile. D'après (23), on a :

$$(61) \quad I_0 = \frac{V_0}{R_c} \frac{1 + z \operatorname{th} \gamma x}{z + \operatorname{th} \gamma x},$$

x étant la distance de l'impédance z au court-circuit mobile. Posons :

$$(62) \quad z = \operatorname{th}(u + jv) = a + jb; \quad \text{d'où :}$$

$$(63) \quad a = \operatorname{sh} 2u / (\operatorname{ch} 2u + \cos 2v),$$

$$(64) \quad b = \sin 2v / (\operatorname{ch} 2u + \cos 2v).$$

(61) s'écrit :

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{V_0}{R_c} \frac{1}{\operatorname{th}[u + \alpha x + j(\nu + \beta x)]} \\ &= \frac{V_0}{R_c} \frac{1 + j \operatorname{th}(u + \alpha x) \operatorname{tg}(\nu + \beta x)}{\operatorname{th}(u + \alpha x) + j \operatorname{tg}(\nu + \beta x)}; \quad \text{d'où :} \\ |I_0|^2 &= \frac{|V_0|^2}{R_c^2} \frac{1 + \operatorname{th}^2(u + \alpha x) \operatorname{tg}^2(\nu + \beta x)}{\operatorname{th}^2(u + \alpha x) + \operatorname{tg}^2(\nu + \beta x)}. \end{aligned}$$

L'affaiblissement α de la ligne est très faible, et x varie peu durant le relevé d'une courbe de résonance. On peut donc poser :

$$(65) \quad \operatorname{th}(u + \alpha x) = A = \text{Constante}$$

et

$$(66) \quad |I_0|^2 = \frac{|V_0|^2}{R_c^2} \frac{1 + A^2 \operatorname{tg}^2(\nu + \beta x)}{A^2 + \operatorname{tg}^2(\nu + \beta x)}$$

$|I_0|^2$ est maximum pour $x = L$ tel que

$$(67) \quad \operatorname{tg}(\nu + \beta L) = 0 \quad \text{ou} \quad \nu = k\pi - \beta L.$$

$|I_0|^2$ est m^2 fois plus petit que $|I_0|_{\max}^2$ pour un déplacement ΔL du piston à partir de L tel que.

$$(68) \quad m^2 A^4 \operatorname{tg}^2 \beta \Delta L + (m^2 - 1) A^2 - \operatorname{tg}^2 \beta \Delta L = 0.$$

Connaissant ΔL pour un m donné d'après la courbe de résonance, on en déduit A d'après (68). Prenons $m = \sqrt{2}$. En tenant compte du fait que $\sqrt{1 + 8 \operatorname{tg}^4 \beta \Delta L} \simeq 1 + 4 \operatorname{tg}^4 \beta \Delta L$, ΔL étant toujours petit devant λ_0 on obtient avec (65) :

$$(69) \quad \operatorname{th}(u + \alpha L) = \operatorname{tg} \beta \Delta L.$$

Soient L_0 et ΔL_0 les valeurs obtenues pour la ligne seule, L_1 et ΔL_1 les valeurs de L et ΔL quand la ligne est terminée sur l'impédance z :

$$\operatorname{th} \alpha L_0 = \operatorname{tg} \beta \Delta L_0,$$

$$\operatorname{th}(u + \alpha L_1) = \operatorname{tg} \beta \Delta L_1, \text{ et}$$

$$u + \alpha(L_1 - L_0) = \operatorname{Arg} \operatorname{th} [\operatorname{tg} \beta \Delta L_1] - \operatorname{Arg} \operatorname{th} [\operatorname{tg} \beta \Delta L_0].$$

Or, $L_1 \neq L_0$ et, comme αL_0 est toujours petit devant u , on peut encore écrire :

$$(70) \quad u = \text{Arg th} [\text{tg } \beta \Delta L_1] - \text{Arg th} [\text{tg } \beta \Delta L_0].$$

Les équations (62), (67), (70) permettent alors de calculer z connaissant L_0 , L_1 , ΔL_0 , et ΔL_1 , ainsi que la longueur d'onde λ_0 .

II-3-3.3. — *Loi de détection du cristal.* — Dans tous les cas considérés précédemment, il faut connaître cette loi avec précision. Pour cela, il suffit de relever une courbe d'onde stationnaire dans le guide vide à la fréquence d'utilisation ; en ce qui concerne le cristal de la ligne coaxiale à résonance, l'étalonnage est fait sur la ligne à ondes stationnaires fonctionnant à la même longueur d'onde. On a besoin, connaissant le courant détecté δ_1 qui correspond à un certain champ $|e_1|$ dans le guide, de pouvoir déterminer le rapport qui existe entre ce champ $|e_1|$, et le champ $|e_2|$ auquel correspond un courant détecté δ_2 . Soit x l'abscisse repérant la position de la sonde sur le guide, et $\delta = f(x)$ le courant détecté mesuré. Posons :

$$u = \sin^2 2\pi x / \lambda_0,$$

et portons sur un graphique δ en fonction de u (fig. 15). Soit δ_1 le courant détecté en un point du guide, d'abs-

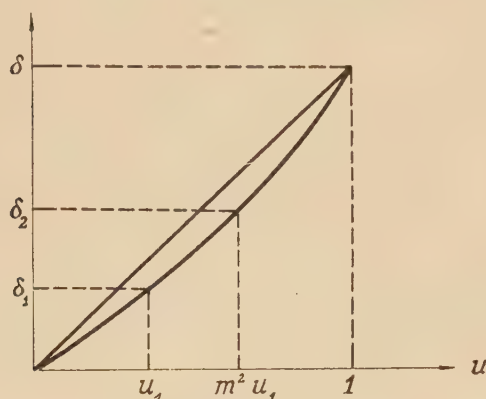


FIG. 15. — Variation de δ en fonction de u .

cisse x_1 , où le champ est $|e_1|$. Si le champ en un autre point du guide est $|e_2|$ tel que

$$|e_2|^2 = m^2 |e_1|^2,$$

le courant détecté correspondant sera δ_2 obtenu sur la courbe $\delta = f(u)$ en prenant :

$$u_2 = m^2 u_1$$

Pour des raisons de commodité, on choisissait des cristaux ayant une loi de détection quadratique tant que l'intensité détectée ne dépassait pas 0,75 micro-ampère, intensité pour laquelle le galvanomètre utilisé donnait sa déviation maximum.

II-3-4. — Description des appareils.

Dans tous les cas les générateurs utilisés sont des klystrons reflex dont les tensions d'alimentation sont stabilisées de manière à éviter des dérives de fréquence. Les tensions appliquées sur le réflecteur sont fournies par des piles. Aux longueurs d'onde de 3,2 cm et 1,25 cm, un jet d'air assure le refroidissement de la cavité du klystron et la maintient à température constante, de sorte qu'au bout de quarante-cinq minutes de fonctionnement environ on ne constate pas de variation de longueur d'onde appréciable.

II-3-4-1. — *Lignes coaxiales de mesure à des longueurs d'onde voisines de 10 cm.* — La figure 16 représente un coupe de la ligne à résonance. Les diamètres des conducteurs intérieur et extérieur sont respectivement 6 mm et 26,4 mm. Le piston P à contacts élastiques frottants est solidaire d'un socle supportant un klystron KR 117. Une vis V graduée en centièmes de millimètre permet de déplacer la ligne par rapport au piston, qui reste fixe. Les couplages entre la ligne et le générateur d'une part, le détecteur d'autre part, sont assurés par deux petites boucles B_1 , B_2 terminant deux lignes coaxiales venant du klystron et conduisant au détecteur. On peut enfoncez plus ou moins ces boucles dans la ligne de manière à modifier légèrement le couplage et à obtenir un courant détecté convenable, mais ces boucles pénètrent toujours très peu dans la ligne, de sorte que l'impédance qu'elles y ramènent est très faible et que le couplage reste très lâche. Le courant détecté par le cristal est mesuré par un galvanomètre après passage dans un filtre qui arrête la haute fréquence à la sortie du cristal. L'extrémité du conducteur intérieur de la portion amovible A, destinée à recevoir les échantillons, est filetée et vient se visser dans le conducteur intérieur du corps principal de la ligne. La reproductibilité des contacts du piston est très bonne et les pertes introduites sont faibles, de sorte que le coefficient de surtension de la ligne est voisin de 1 800.

La figure 17 représente une coupe de la ligne à ondes stationnaires dont les conducteurs ont les mêmes diamètres que ceux de la ligne à résonance. Le conducteur extérieur est fendu suivant une génératrice sur sa partie supérieure, afin de livrer passage à la sonde d'exploration S constituée par une tige de 1 mm de diamètre et dont on peut faire varier l'enfoncement dans la ligne. Cette sonde constitue le

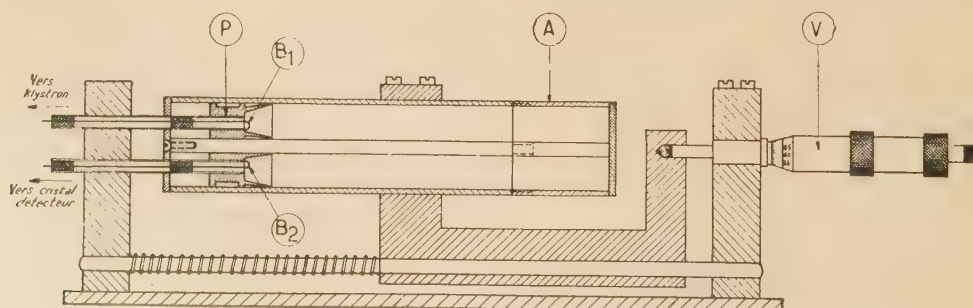


FIG. 16. — Coupe de la ligne à résonance à 10 cm de longueur d'onde.

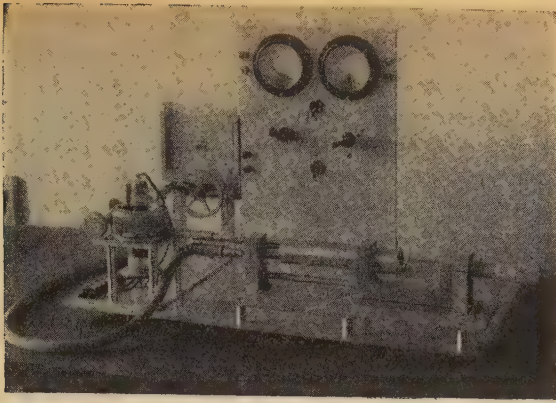


FIG. 16 bis. — Ligne à résonance à 10 cm de longueur d'onde.

conducteur central d'un coaxial C terminé à l'autre extrémité par un piston mobile permettant d'accorder l'ensemble. Une boucle de couplage débouchant

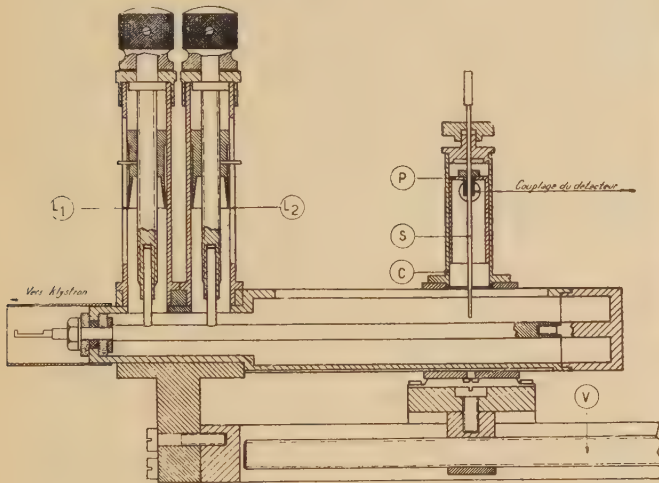


FIG. 17. — Coupe de la ligne à ondes stationnaires à 10 cm de longueur d'onde.

au niveau de ce piston permet d'envoyer la tension haute fréquence recueillie par la sonde sur le détecteur. L'ensemble sonde détecteur est fixé sur un

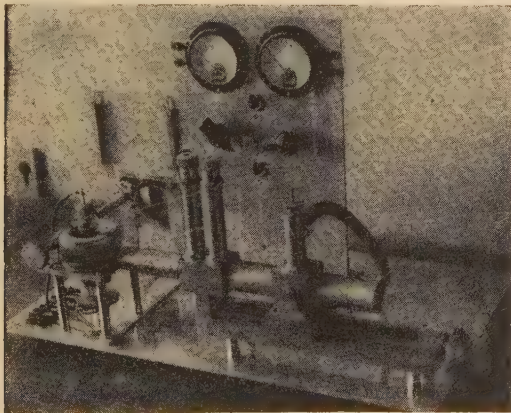


FIG. 17 bis. — Ligne à ondes stationnaires à 10 cm de longueur d'onde.

chariot dont le déplacement le long de la ligne est assuré par une vis V graduée en 2/100^e de millimètre. Deux lignes secondaires L₁, L₂, de longueur

TÉLÉCOMMUNICATIONS

variable, placées en dérivation sur la ligne de mesure à l'entrée de celle-ci, permettent d'adapter l'impédance présentée par la ligne à celle du générateur.

II-3-4-2. — Guides de mesure aux longueurs d'onde de 3,2 cm et 1,25 cm. — A ces longueurs d'onde on serait amené à prendre des lignes de section plus faible, pour éviter des modes de propagation non coaxiaux, et les faibles dimensions du conducteur intérieur occasionneraient des pertes en lignes élevées. C'est pourquoi nous avons fait réaliser deux guides rectangulaires utilisés sur le mode H₀₁.

II-3-4-2-1. — Banc de mesure à 3,2 cm (fig. 18 a). — Un klystron KR 331 fournit l'énergie haute fréquence transmise dans le guide par l'intermédiaire

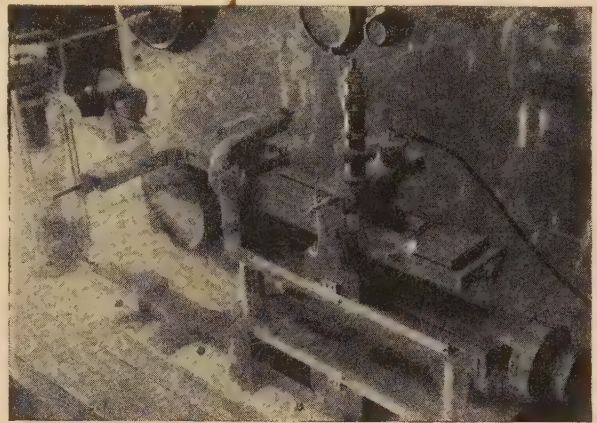


FIG. 18 a. — Banc de mesure à 3,2 cm de longueur d'onde.

d'une ligne coaxiale L terminée par une boucle. Le corps du guide de mesure est précédé d'un système d'atténuation et d'adaptation (fig. 18 b) : une came C en carton bakélisé recouverte d'un dépôt de carbone et pouvant pénétrer plus ou moins profondément

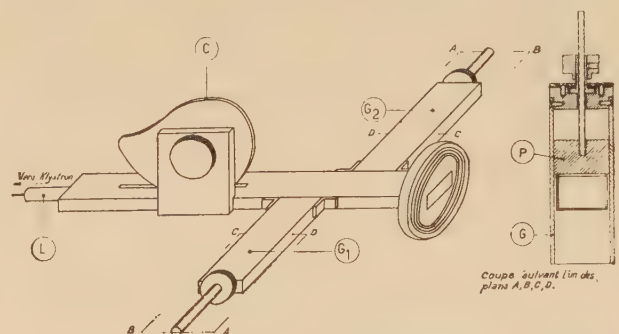


FIG. 18 b. — Système d'atténuation et d'adaptation du guide à 3,2 cm de longueur d'onde.

dans le guide de section égale à 10,16 × 22,86 mm² permet de faire débiter à la source une puissance suffisante pour que son fonctionnement soit stable, et assure un découplage entre cette source et le guide de mesure. Deux portions de guide, G₁, G₂, terminées par des pistons mobiles du type sans contact P et branchées en parallèle sur le guide d'arrivée permettent d'adapter l'impédance du guide de mesure à celle du système source-atténuateur.

La figure 19 représente une coupe du guide de mesure par un plan normal à l'axe du guide et passant par l'axe de la sonde. Le corps A du guide de mesure est en deux parties symétriques par rapport à un plan longitudinal coupant le guide au

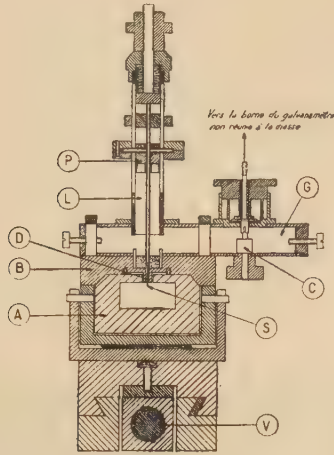


FIG. 19. — Coupe du guide de mesure à 3,2 cm de longueur d'onde.

milieu du grand côté, de sorte que la coupure n'est traversée par aucun courant. Les parois supérieures sont entaillées sur une longueur de 120 mm de manière à ménager une fente large de 3 mm permettant le passage de la sonde S.

L'extrémité amovible du guide destinée à recevoir les échantillons est guidée par quatre goujons et maintenue en place par serrage. Deux chanfreins sur la partie supérieure du guide assurent le guidage du chariot B portant la sonde et le système de détection.

La sonde S est constituée par un fil de cuivre rectiligne de 0,5 mm de diamètre formant antenne dans le guide de mesure et qui constitue l'extrémité du conducteur central d'une ligne coaxiale L terminée à l'extrémité par un piston mobile P. Le conducteur extérieur de cette ligne est en deux parties distantes de quelques millimètres, afin de permettre d'exciter un guide annexe G servant à la détection, lui-même terminé à ses extrémités par deux courts-circuits. Le cristal détecteur C est placé dans l'axe de ce guide, parallèlement au petit côté. L'accord de l'ensemble du système détecteur est obtenu par déplacement du piston coaxial et des deux courts-circuits terminaux du guide. La position de ceux-ci est déterminée une fois pour toutes pour une fréquence de fonctionnement donnée, et ils sont traversés par deux vis dont l'enfoncement plus ou moins grand dans le guide détecteur permet de parfaire le réglage de l'accord. Le réglage de l'enfoncement de la sonde dans le guide principal permet dans chaque cas d'obtenir le niveau de détection désiré. A un champ donné dans le guide correspond un courant détecté qui dépend de l'enfoncement de la sonde et de la capacité qu'elle présente avec les parois du guide. Pour que le courant détecté donne une image fidèle de la configuration du champ dans le guide, il faut donc que cet enfoncement et cette

capacité demeurent constants lorsque le système détecteur se déplace le long du guide. A cet effet, le chariot B comporte une languette D traversée en son centre par la sonde et lui servant d'écran, et qui vient affleurer la paroi intérieure du guide. Les parois de la languette sont distantes des lèvres du guide de 0,5 mm et deux pièges à onde ramènent une impédance nulle sur la surface intérieure du guide entre les bords de la languette et les lèvres du guide. Ainsi les petites irrégularités mécaniques qui peuvent exister n'entraînent pas de modification de la longueur utile de la sonde ni de sa capacité par rapport aux parois lorsque le chariot se déplace. La longueur de la languette est égale à $\lambda_0/2$, de sorte que les effets des deux légères réflexions se produisant à chacune de ses extrémités s'annulent. Le déplacement du chariot est commandé par une vis V graduée en centièmes de millimètre.

II-3-4-2-2. — Banc de mesure à 1,25 cm. — Il est conçu suivant les mêmes principes que le banc à 3,2 cm, sa réalisation mécanique étant rendue encore plus délicate car ses dimensions sont plus petites (dimensions intérieures $4,32 \times 10,67$ mm). Le système atténuateur adaptateur, semblable à celui précédemment décrit, vient se placer directement en bout du guide de sortie d'un klystron 2K33.

Le corps A du guide principal est encore usiné dans deux blocs de laiton, mais la nécessité d'avoir la paroi le plus mince possible au niveau de la fente (afin d'éviter l'établissement d'un régime stationnaire perturbateur dans la fente pour certaines positions du chariot) jointe à celle d'avoir une épaisseur suffisante de métal pour éviter les déformations au cours de l'usinage, ont conduit à donner aux lèvres de la fente la forme indiquée sur la figure 20. L'exci-

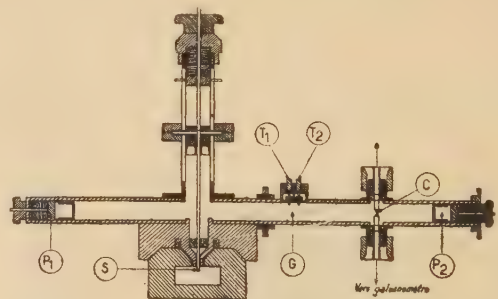


FIG. 20. — Coupe du guide à 1,25 cm de longueur d'onde.

tation du guide détecteur G, terminé par deux pistons mobiles du type sans contact, P_1 , P_2 , se fait comme à 3,2 cm. Le cristal C (détecteur Westectal) est placé à $15 \lambda_0/4$ de l'axe de la sonde S. Deux petites tiges, T_1 , T_2 , distantes de $\lambda_0/4$, que l'on peut enfoncer plus ou moins, parallèlement au champ électrique, permettent de parfaire le réglage de l'accord d'une manière très précise. Deux petits pièges à onde coaxiaux permettent de ramener une impédance nulle entre ces tiges et la paroi intérieure du guide, et d'éviter de mauvais contacts, le contact mécanique s'effectuant en un endroit où le courant électrique est nul.

La réalisation de l'accord du système détecteur dépend donc de cinq éléments de réglage.

La languette du chariot est constituée comme précédemment, seules les dimensions étant différentes : largeur de la fente : 1,5 mm, largeur de la languette : 1,1 mm, diamètre du trou livrant passage à la sonde : 0,8 mm, diamètre de la sonde : 0,4 mm.

Les constantes électriques de tels circuits étant déterminées par les dimensions géométriques des différents éléments, le bon fonctionnement de ces instruments est lié à la précision avec laquelle ils sont réalisés (*).

II-3-5. — Discussion de la méthode.

On doit examiner l'influence de la présence d'une fente, sur le fonctionnement du guide, ainsi que les précautions à prendre pour obtenir un résultat qui ne soit entaché que de la plus faible erreur possible.

La présence de la fente modifie l'impédance caractéristique de la ligne coaxiale de même que celle du guide, mais dans ce second cas, la longueur d'onde dans le guide est également modifiée. Pour une ligne coaxiale, la variation relative d'impédance indiquée par MONTGOMERY (17) est égale à :

$$(71) \quad \Delta Z_c / Z_c = \omega^2 / (R_2^2 - R_1^2) 4\pi^2$$

ω étant la largeur de la fente, R_1 et R_2 les rayons des conducteurs intérieur et extérieur respectivement. Les longueurs d'onde λ'_{g_0} dans le guide fendu, et λ_{g_0} dans le même guide non fendu sont reliées par la relation :

$$(72) \quad \lambda'_{g_0} = \lambda_{g_0} (1 + \omega^2 \lambda_{g_0}^2 / 8\pi b a^3)$$

où b et a représentent respectivement la petite et la grande dimension de la section du guide. D'après (52) le coefficient de réflexion aux extrémités de la fente est :

$$(73) \quad k = \frac{\Delta Z_c}{2 Z_c + \Delta Z_c} \# \frac{\Delta Z_c}{2 Z_c}$$

Pour la ligne coaxiale, $\omega = 2$ mm, $R_1 = 3$ mm, $R_2 = 13,2$ mm ; d'où : $k = 3.10^{-4}$.

Pour un guide, d'après (33) et (52) :

$$k = \frac{\Delta Z_c}{2 Z_c} = \frac{\lambda'_{g_0} - \lambda_{g_0}}{2 \lambda_{g_0}}$$

A 3,2 cm, $\omega = 3$ mm, $a = 22,86$ mm, $b = 10,16$ mm, $\lambda_{g_0} \# 44,8$ mm, de sorte que : $k = 3.10^{-3}$.

A 1,25 cm, $\omega = 1,5$ mm, $a = 10,67$ mm, $b = 4,32$ mm, $\lambda_{g_0} \# 15,4$ mm, d'où : $k = 2.10^{-3}$.

On voit que, dans tous les cas, les réflexions qui se produisent aux extrémités de la fente sont très faibles et il est légitime de les négliger.

Il reste à voir comment les formules (57) et (58) sont modifiées du fait que la longueur d'onde dans la portion fendue du guide, comprise entre le bout de la languette et l'extrémité de la fente située vers l'échantillon, est λ'_{g_0} au lieu de λ_{g_0} . Prenons cette extrémité de la fente pour origine des abscisses, x_0 , x_1 , x_2 étant trois nombres correspondant respectivement aux cas du guide vide, du guide contenant l'échantillon en bout et à $\lambda_{g_0}/4$ du bout ; les positions L'_0 , L'_1 , L'_2 d'un minimum de tension dans ces trois cas sont, par exemple, données par :

$$L'_0 = x_0 \lambda'_{g_0}, L'_1 = x_1 \lambda_{g_0}, L'_2 = x_2 \lambda'_{g_0}.$$

Si le guide n'était pas fendu, les minimums se trouveraient aux positions L_0 , L_1 , L_2 telles que

$$L_0 = x_0 \lambda_{g_0}, L_1 = x_1 \lambda_{g_0}, L_2 = x_2 \lambda_{g_0}.$$

Dans le cas du guide fendu, les expressions de z_{cc} et z_{co} deviennent donc :

(57 bis)

$$z_{cc} = \frac{1 - j\rho \operatorname{tg} [(2\pi/\lambda'_{g_0}) (L'_1 - L'_0) - 2\pi l/\lambda_{g_0}]}{\rho - j \operatorname{tg} [(2\pi/\lambda'_{g_0}) (L'_1 - L'_0) - 2\pi l/\lambda_{g_0}]}$$

(58 bis)

$$z_{co} = \frac{1 - j\rho \operatorname{tg} [(2\pi/\lambda'_{g_0}) (L'_2 - L'_0) - 2\pi l/\lambda_{g_0} - \pi/2]}{\rho - j \operatorname{tg} [(2\pi/\lambda'_{g_0}) (L'_2 - L'_0) - 2\pi l/\lambda_{g_0} - \pi/2]}.$$

($\lambda'_{g_0} - \lambda_{g_0}$)/ λ_{g_0} étant, comme nous l'avons montré, au maximum égal à 6.10^{-3} , on peut écrire sensiblement, sauf lorsque les tangentes figurant dans (57 bis) et (58 bis) ont des valeurs voisines de zéro ou de l'infini :

$$(57 \text{ ter}) \quad z_{cc} = \frac{1 - j\rho \operatorname{tg} 2\pi/\lambda'_{g_0} [L'_1 - L'_0 - l]}{\rho - j \operatorname{tg} 2\pi/\lambda'_{g_0} [L'_1 - L'_0 - l]},$$

$$(58 \text{ ter}) \quad z_{co} = \frac{1 - j\rho \operatorname{tg} 2\pi/\lambda'_{g_0} [L'_2 - L'_0 - l - \lambda'_{g_0}/4]}{\rho - j \operatorname{tg} 2\pi/\lambda'_{g_0} [L'_2 - L'_0 - l - \lambda'_{g_0}/4]}.$$

(57 ter) et (58 ter) se ramènent à (57) et (58) à condition de considérer la longueur d'onde mesurée dans le guide fendu. On verra ci-dessous que, pour des raisons de précision, il y a intérêt à s'écarter du cas où les tangentes prennent des valeurs très grandes ou très petites, de sorte qu'alors l'approximation précédente est légitime, et qu'on n'a pas à tenir compte de l'existence de la fente du guide, sauf dans la détermination de la fréquence.

Les impédances mesurées sont de la forme

$$z = R - jX = (1 - j\rho \operatorname{tg} x) / (\rho - j \operatorname{tg} x).$$

Cherchons l'erreur relative due à une erreur $\Delta\rho$ sur ρ :

$$|\Delta R/R|_\rho = |\Delta\rho(\operatorname{tg}^2 x - \rho^2)/\rho(\operatorname{tg}^2 x + \rho^2)| < \Delta\rho/\rho,$$

$$|\Delta X/X|_\rho = 2(1 + \operatorname{tg}^2 x)\rho \Delta\rho/(\rho^2 + \operatorname{tg}^2 x)(\rho^2 - 1).$$

Si $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ était constant quel que soit ρ , l'erreur sur X

serait d'autant plus faible que ρ serait plus grand. Mais en pratique, si ρ est très grand, sa mesure nécessite un grand enfoncement de la sonde dans le guide de mesure et entraîne corrélativement une perturbation non négligeable du champ que l'on veut mesurer dans le guide. Aussi les épaisseurs des échantillons étaient-elles choisies de telle sorte que le taux d'onde stationnaire ne dépassât jamais 40.

Cherchons maintenant l'erreur relative commise sur R et X du fait d'une erreur Δx sur x :

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_x = 2 \frac{\rho^2 - 1}{\rho^2 + \operatorname{tg}^2 x} \operatorname{tg} x \Delta x,$$

$$\left(\frac{\Delta X}{X}\right)_x = \frac{\rho^2 - \operatorname{tg}^2 x}{\rho^2 + \operatorname{tg}^2 x} \frac{1 + \operatorname{tg}^2 x}{\operatorname{tg} x} \Delta x.$$

On voit que l'erreur relative sur X tend vers l'infini lorsque $\operatorname{tg} x$ tend vers zéro et vers l'infini.

En fait, c'est cette erreur qui est presque toujours prépondérante, une faible erreur sur la détermination de L'_0 , L'_1 , L'_2 ou de l'épaisseur l de l'échantillon entraînant lorsque x est voisin de $\frac{\pi}{2}$ une grande erreur sur X .

Aussi, dans les mesures, il faut choisir l pour chaque échantillon de manière à s'écarter le plus possible de ces deux cas défavorables, à la fois dans la détermi-

(*) Les différents appareils décrits ici ont été construits au Laboratoire National de Radioélectricité, sauf le corps

du guide et le chariot du banc à 1,25 cm dont l'usinage a été confié à la Société Industrielle d'Instruments de Précision.

nation de z_{cc} et dans celle de z_{co} . Pour cela, la méthode utilisée dans la mesure de chaque échantillon était la suivante : partant des résultats d'une première mesure effectuée avec une épaisseur l_1 , arbitraire, on calculait les valeurs que prendraient les deux tangentes figurant dans z_{cc} et z_{co} pour différentes épaisseurs, ce qui permettait de déterminer l'épaisseur l_2 correspondant au cas le plus favorable.

Dans le cas assez rare où la première valeur était par trop erronée, on déterminait à nouveau à partir des résultats de cette deuxième mesure l'épaisseur l_3 nécessaire pour obtenir dans une troisième mesure une erreur minimum. Un autre cas défavorable à éviter est celui pour lequel (39) conduit à une valeur de $\text{th } 2u$ voisine de l'unité, car une faible erreur sur la valeur de $\text{th } 2u$ conduit à une très grande erreur sur u . Pour un échantillon donné, u étant proportionnel à l , il suffit, pour éviter cette cause d'imprécision, de recommencer la mesure après avoir réduit l'épaisseur de l'échantillon.

En prenant ces précautions, les résultats des mesures étaient reproductibles à $\pm 2\%$ près dans la plupart des cas, les écarts maximums observés atteignant $\pm 5\%$.

II-3-6. — Mesures effectuées en présence d'un champ magnétique continu H superposé.

Dans l'étude de la résonance ferromagnétique induite, on superpose normalement au champ magnétique hyperfréquence dans l'échantillon, un champ continu H . Dans une série de mesures préliminaires la ligne coaxiale de mesure était placée à l'intérieur d'une grosse bobine parcourue par un courant continu, le champ créé par la bobine étant dirigé suivant l'axe de la ligne. Les valeurs maximums du champ étaient limitées à 1 800 œersteds à cause de l'échauffement de la bobine. Les résonances ainsi observées aux longueurs d'onde voisines de 10 cm se produisaient à des champs faibles et étaient très peu nettes, ceci étant dû en particulier à la présence, dans le matériau, de champs internes qui n'étaient pas négligeables par rapport au champ appliqué. Aussi nous bornerons-nous à parler des mesures faites avec les guides à 3,2 cm et 1,25 cm de longueur d'onde.

II-3-6-1. — *Dispositif expérimental.* — Le guide est monté sur un support de telle sorte que l'extrémité amovible contenant l'échantillon étudié soit placée entre les pièces polaires d'un électro-aimant (*), le petit côté de la section du guide étant parallèle à l'axe des pièces polaires (fig. 21). Le diamètre de celles-ci est égal à 75 mm et la largeur de l'entrefer est réduite au minimum (25 mm pour les mesures à 3,2 cm et 8 mm pour les mesures à 1,25 cm). Le champ H doit être homogène dans tout le volume occupé par l'échantillon, c'est-à-dire dans une région cylindrique de révolution autour de l'axe des pièces polaires, et de diamètre égal environ à 23 mm pour le dispositif utilisé à 3,2 cm, et à 11 mm pour le dispositif utilisé à 1,25 cm. C'est ce que nous avons vérifié en mesurant le champ en différents points de l'entrefer à l'aide d'une balance de COTTON (*).

Les mesures étaient effectuées suivant la méthode précédemment décrite, pour différentes valeurs de H , en allant des plus faibles aux plus élevées, l'échantillon étant placé au fond du guide. On ramenait alors par

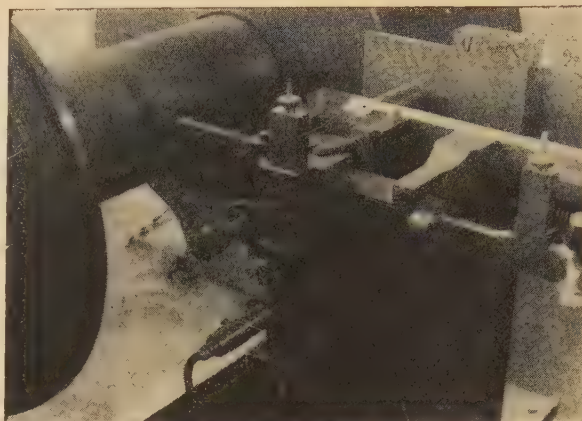


FIG. 21. — Dispositif expérimental pour l'étude de la résonance ferromagnétique à 1,25 cm de longueur d'onde.

paliers le champ H à une valeur nulle en lui faisant subir, à chaque palier, une dizaine d'inversions afin de désaimanter l'échantillon, et on refaisait ensuite les mesures pour les mêmes valeurs du champ, l'échantillon étant placé à $\lambda_{00}/4$ du fond du guide. L'intensité du champ H était repérée au moyen d'un ampèremètre fidèle à plusieurs sensibilités, qui permettait de lire l'intensité du courant parcourant les bobines de l'électro-aimant à moins de 0,2 % près. Ce courant était fourni par une batterie d'accumulateurs, ce qui assurait la stabilité de H . Les mesures effectuées sur un échantillon pour différentes valeurs de H demandant plusieurs heures, il était nécessaire que la fréquence restât rigoureusement constante durant toute la série de mesures ; c'est ce dont on s'assurait au cours des mesures.

II-3-6-2. — *Mesure de l'intensité du champ magnétique.* — Pour mesurer les différentes valeurs du champ H , nous nous sommes servi d'une balance de COTTON. La balance, dont les bras sont égaux, étant équilibrée en l'absence de champ, lorsque le conducteur actif de longueur l de la balance parcouru par un courant d'intensité I est placé normalement au champ H à mesurer, il faut, pour rétablir l'équilibre, placer dans le plateau de la balance un poids p tel que d'après la loi de LAPLACE :

$$HlI/10 = p$$

H est exprimé en gauss, I en ampères, l en cm, p en dynes.

L'intensité maximum admissible dans le conducteur est limitée à 1 ampère du fait de l'échauffement ; l étant égal à 20,15 mm pour la balance utilisée, on voit que les poids sont de l'ordre du gramme pour des champs de quelques milliers d'œersteds. Pour

(*) Nous exprimons nos remerciements à M. GONDET, Directeur des Laboratoires de Bellevue, qui a obligeamment mis cet électro-aimant à notre disposition, ainsi qu'à M. TSAI

qui a bien voulu nous confier une balance de COTTON pour effectuer les mesures d'intensité du champ magnétique.

CHAPITRE III

ÉTUDE DES PROPRIÉTÉS
DES ÉCHANTILLONS
EN FONCTION DE LA CHARGE

III-1. — Lois de variation.

Diverses théories ont été proposées pour relier les propriétés des mélanges à celles de leurs constituants. Suivant les hypothèses faites sur la forme des particules et leur arrangement au sein du mélange, leurs auteurs aboutissent à des lois différentes.

II-6-3-3. — *Précision obtenue dans les mesures avec un champ superposé.* — Il faut remarquer que, dans ces mesures, il n'est plus toujours possible de se placer dans le cas le plus favorable donnant aux tangentes intervenant dans (57) et (58) les valeurs optimum, car si cette condition est réalisée pour une valeur donnée du champ, elle ne l'est plus pour les autres valeurs, puisque durant la résonance z_{cc} et z_{co} varient avec H . Il peut en résulter des erreurs supplémentaires, surtout si, lorsque H varie, les tangentes traversent les valeurs zéro ou l'infini. La constance approximative des valeurs trouvées pour ε aux différents champs permet de contrôler la précision obtenue au cours d'une série de mesures. En faisant des expériences de reproductibilité sur différents échantillons, on constate d'ailleurs que les écarts présentés par ε pour différentes mesures sont en général supérieurs aux écarts présentés par μ . Nous donnons dans le tableau II les valeurs

$$(\Delta \varepsilon_1 / \varepsilon_1)_{\max} = (\varepsilon_1 \max - \varepsilon_1 \min) / \varepsilon_1 \text{ moyen}$$

des écarts maximums relatifs observés sur les valeurs de ε_1 pour les différents champs employés, valeurs déduites des résultats donnés plus loin pour l'ensemble des mesures.

TABLEAU II

NATURE DE LA POUDRE	λ (cm)	CHARGE P	$(\Delta \varepsilon_1 / \varepsilon_1)_{\max}$
Nickel	3,2	0,10	0,55 %
		0,14	0,9 %
		0,186	0,75 %
		0,231	1,7 %
Cobalt	1,25	0,14	8 %
		0,186	8 %
		0,231	19 %
		0,104	4,5 %
Fer	1,25	0,195	6,5 %
		0,11	3,6 %
Permalloy G	1,25	0,20	2,7 %
		0,093	4,2 %
Permalloy F	1,25	0,10	5,5 %
		0,21	1,5 %

En ce qui concerne la perméabilité magnétique des mélanges, citons les études de OLLENDORF [18], qui considère des particules ellipsoïdales et fait intervenir un facteur de désaimantation, de DOEBKE [19], qui introduit un facteur de paquetage pour tenir compte de l'arrangement de particules cubiques, de HOWE [20], qui considère des grains cubiques régulièrement distribués et dont une des faces est perpendiculaire au flux, enfin de LEGG et GIVEN [21], qui, pour rendre compte de leurs résultats expérimentaux sur une poudre de permalloy au molybdène aux charges supérieures à 0,6 ont proposé une relation logarithmique de la forme $\log \mu = p \log \mu_f$. Cette relation simple a été vérifiée expérimentalement dans notre laboratoire dans de nombreux cas [22], [10]. C'est LICHTENECKER qui, le premier, a proposé une loi de ce genre pour représenter primitivement la résistivité des mélanges. En considérant un mélange binaire dont les constituants ont des résistivités ρ_1 et ρ_2 , il aboutit à deux valeurs distinctes de la résistivité du mélange, suivant qu'il considère des grains disposés en série ou en parallèle [23]. Il propose alors une relation logarithmique qui donne à toutes les charges une valeur de la résistivité comprise entre ces deux limites. Il a appliqué cette loi au calcul de l'indice de réfraction des composés binaires [24] et montré [25] que si la propriété étudiée ne repose pas entièrement sur les probabilités isolées d'actions élémentaires, mais dépend également d'autres facteurs (forme et arrangement des particules, par exemple) on doit faire intervenir un certain facteur u pour les différentes valeurs duquel on obtient des lois s'écartant plus ou moins de la loi logarithmique.

La loi logarithmique appliquée au module de μ et ε s'exprime par les relations suivantes :

$$(74) \quad \log |\mu| = p \log \mu_f$$

$$(75) \quad \log |\varepsilon| = \log |\varepsilon_0| + K p$$

μ_f représentant la perméabilité de la poudre, ε_0 le pouvoir inducteur spécifique du diélectrique, K un facteur constant dépendant de la poudre.

De plus, BIRKS a observé que, dans ses mesures sur des mélanges de ferrites [26] et sur des mélanges de poudre de fer carbonyle [27], la tangente

de l'angle de pertes magnétiques était représentée en fonction de la charge par la relation

$$(76) \quad \operatorname{tg} \alpha = p \operatorname{tg} \alpha_f.$$

III-2. — Discussion des résultats expérimentaux.

Examinons dans quelle mesure les propriétés des mélanges étudiés ici (pour lesquels $p \leq 0,41$) peuvent être représentées par ces trois relations. Les

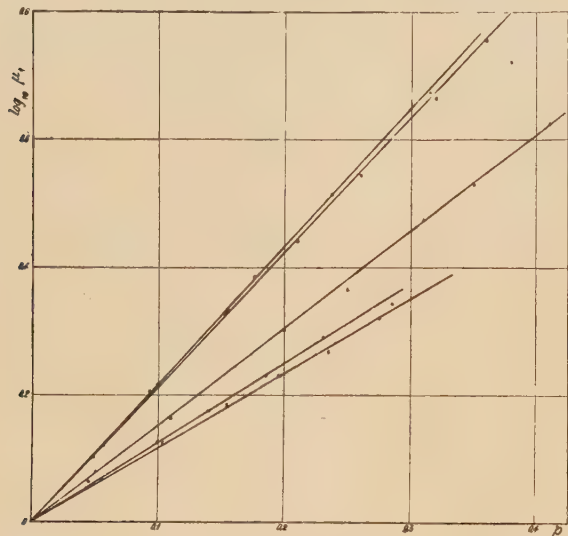


FIG. 22. — Variation de $\log_{10} \mu_1$ en fonction de la charge à 10 kc/s — Δ : poudre de fer ; $\circ$: poudre de nickel ; $\times$: poudre de cobalt ; $\square$: poudre de permalloy F ; $\blacksquare$: poudre de permalloy G.

valeurs de $\log_{10} |\mu|$ en fonction de p sont portées sur les figures 22, 23 et 24 correspondant respectivement à $f = 10$ kc/s et $\lambda = 10,8$ cm et 3,2 cm, d'après les valeurs expérimentales (tableaux III, X et XI). On voit qu'à 10 kc/s pour les cinq

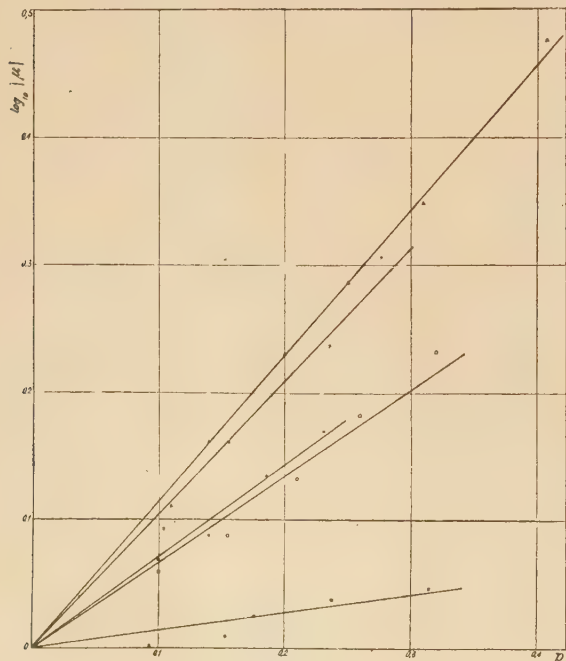


FIG. 23. — Variation de $\log_{10} |\mu|$ en fonction de la charge à 10,8 cm de longueur d'onde — Δ : poudre de fer ; $\circ$: poudre de nickel ; $\times$: poudre de cobalt ; $\square$: poudre de permalloy F ; $\blacksquare$: poudre de permalloy G.

poudres, la relation (74) représente très bien la variation de la perméabilité en fonction de la charge. Il en est de même pour les fréquences inférieures ou égales à 40 Mc/s, mais $|\mu|$ variant peu dans cet intervalle, les figures correspondantes n'ont pas été mentionnées. La figure 23 montre qu'à 10,8 cm les valeurs de $\log_{10} |\mu|$ se placent encore sensiblement sur des droites. Soit $|\mu_e|$ la valeur expérimentale trouvée pour un échantillon de

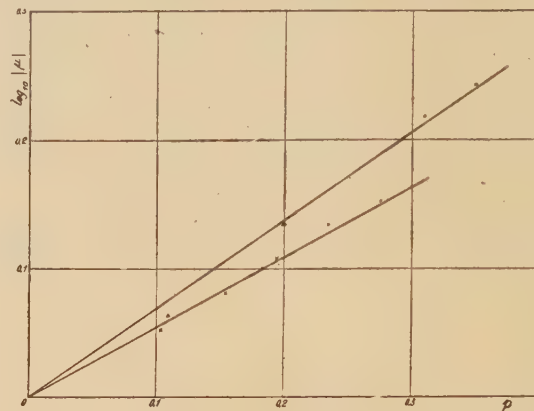


FIG. 24. — Variation de $\log_{10} |\mu|$ en fonction de la charge à 3,2 cm de longueur d'onde — Δ : poudre de fer ; $\times$: poudre de cobalt.

charge p , et $|\mu|$ la valeur déduite de l'ordonnée de la droite pour la même charge. Les valeurs maximums des écarts $(|\mu_e| - |\mu|)/|\mu| = \Delta|\mu|/|\mu|$ à la loi logarithmique pour les cinq poudres sont les suivantes (la charge indiquée est celle à laquelle correspond cet écart maximum) :

Fer	$\Delta \mu / \mu = 3,5\%$	($p = 0,11$)
Nickel	$\Delta \mu / \mu = 3,5\%$	($p = 0,14$)
Cobalt	$\Delta \mu / \mu = 3,8\%$	($p = 0,104$)
Permalloy G	$\Delta \mu / \mu = 3\%$	($p = 0,153$)
Permalloy F	$\Delta \mu / \mu = 4\%$	($p = 0,32$)

Ces écarts sont de l'ordre de grandeur des erreurs de mesure. A 3,2 cm de longueur d'onde, la relation (74) s'applique encore pour le fer et le cobalt. Pour les autres poudres, $|\mu|$ est inférieur à 1, mais il n'est pas possible de se rendre compte si la loi logarithmique est vérifiée, du fait que $|\mu|$ est très voisin de l'unité. Il en est de même à 1,25 cm pour toutes les poudres.

Des figures 25, 26, 27, 28 il ressort que, dans la limite des erreurs expérimentales, $|\epsilon|$ reste constant pour un même échantillon entre $\lambda = 10,8$ cm et $\lambda = 1,25$ cm, et que la variation de $|\epsilon|$ en fonction de p est correctement représentée par la relation (75).

On note de même sur les figures 29 à 33 que $\operatorname{tg} \alpha$ varie linéairement avec la charge aux différentes fréquences, sauf en ce qui concerne la poudre de permalloy G, pour laquelle la loi de variation de $\operatorname{tg} \alpha$ en fonction de p , à 3,2 cm de longueur d'onde, n'est plus représentée par (76), alors que cette relation s'applique encore avec une assez bonne approximation à 10,8 cm de longueur d'onde ; ce comportement est vraisemblablement dû aux grandes

POUDRE	p	μ_1
Fer	0,05	1,20
	0,11	1,46
	0,20	2,01
	0,25	2,38
	0,31	2,98
	0,35	3,40
	0,41	4,21
	1	$\mu_f = 33,2$
Nickel	0,045	1,15
	0,10	1,33
	0,14	1,50
	0,186	1,70
	0,231	1,95
	0,286	2,21
	1	$\mu_f = 17,8$
Cobalt	0,057	1,16
	0,104	1,33
	0,155	1,52
	0,195	1,69
	0,235	1,85
	0,276	2,10
	1	$\mu_f = 14,7$

POUDRE	p	μ_1
Permalloy G	0,049	1,27
	0,093	1,60
	0,153	2,13
	0,176	2,43
	0,237	3,27
	0,315	4,72
	1	$\mu_f = 148$
Permalloy F	0,057	1,32
	0,10	1,64
	0,155	2,15
	0,21	2,76
	0,26	3,50
	0,32	4,63
	0,36	5,68
	1	$\mu_f = 125$

TABLEAU III. — MESURES A 10 kc/s.

POUDRE	p	μ_1	μ_2
Permalloy G	0,049	1,26	»
	0,093	1,60	»
	0,153	2,12	0,009
	0,176	2,41	0,02
	0,237	3,21	0,03
	0,315	4,63	0,06
	1	$ \mu _f = 140$	
Permalloy F	0,057	1,30	
	0,10	1,64	
	0,155	2,11	
	0,21	2,74	
	0,26	3,47	
	0,32	4,58	
	0,36	5,60	
	1	$ \mu _f = 123$	

POUDRE	p	μ_1
Fer	0,05	1,19
	0,11	1,43
	0,20	1,98
	0,25	2,37
	0,31	2,95
	0,35	3,34
	0,41	4,18

TABLEAU IV. — MESURES A 0,5 Mc/s.

POUDRE	p	μ_1
Fer	0,05	1,20
	0,11	1,43
	0,20	1,98
	0,25	2,37
	0,31	2,95
	0,35	3,35
	0,41	4,19
Nickel	0,045	1,12
	0,10	1,29
	0,14	1,47
	0,186	1,68
	0,231	1,89
	0,286	2,18
Cobalt	0,057	1,15
	0,104	1,29
	0,155	1,48
	0,195	1,67
	0,235	1,82
	0,276	2,06

POUDRE	p	μ_1	μ_2
Permalloy G	0,049	1,26	
	0,093	1,60	0,018
	0,153	2,10	0,037
	0,176	2,41	0,049
	0,237	3,20	0,08
	0,315	4,60	0,15
	1	$\mu_f = 136,5$	$(\mu_2)_f = 14,8$
Permalloy F	0,057	1,30	0,01
	0,10	1,64	0,01
	0,155	2,11	0,01
	0,21	2,74	0,02
	0,26	3,47	0,028
	0,32	4,58	0,03
	0,36	5,59	0,043
	1	$ \mu _f = 123$	

TABLEAU V. — MESURES A 1 Mc/s.

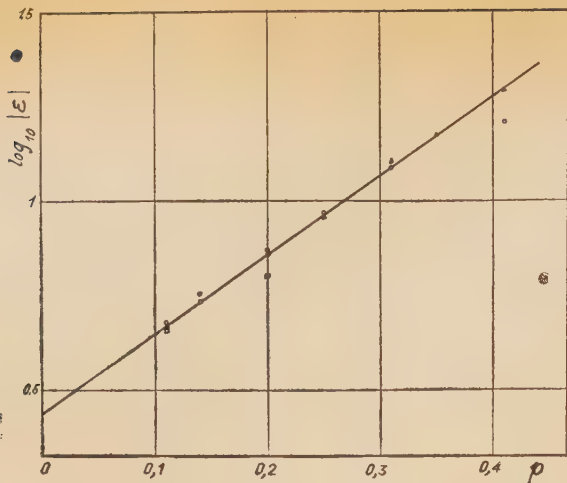


FIG. 25. — Variation de $\log_{10}|\epsilon|$ en fonction de la charge pour la poudre de fer — o : $\lambda = 10,8$ cm ; Δ : $\lambda = 3,2$ cm ; $\square$: $\lambda = 1,25$ cm.

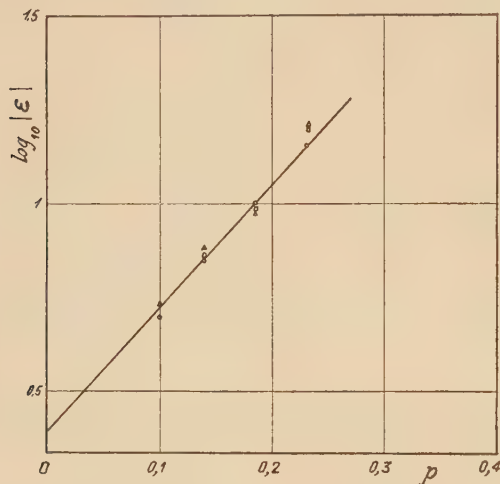


FIG. 26. — Variation de $\log_{10}|\epsilon|$ en fonction de la charge pour la poudre de nickel — o : $\lambda = 10,8$ cm ; Δ : $\lambda = 3,2$ cm ; $\square$: $\lambda = 1,25$ cm.

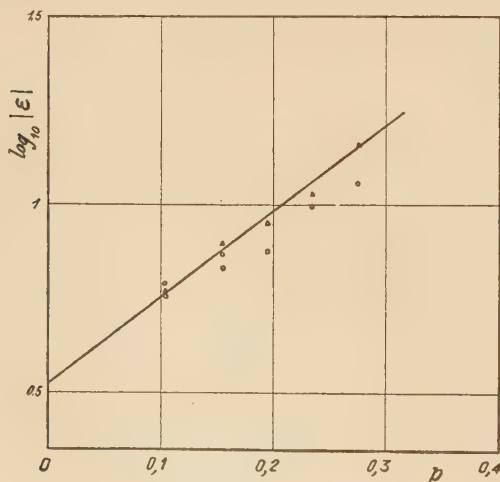


FIG. 27. — Variation de $\log_{10}|\epsilon|$ en fonction de la charge pour la poudre de cobalt — o : $\lambda = 10,8$ cm ; Δ : $\lambda = 3,2$ cm ; $\square$: $\lambda = 1,25$ cm.

dimensions des grains de cette poudre et à leurs formes irrégulières, l'influence de ces deux facteurs augmentant avec la fréquence.

En résumé, les relations (74), (75) et (76) rendent

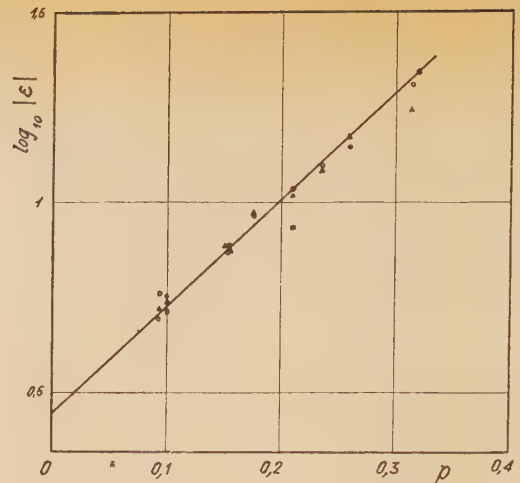


FIG. 28. — Variation de $\log_{10}|\epsilon|$ en fonction de la charge pour les deux poudres de permalloy :

Permalloy F { $\bullet$: $\lambda = 10,8$ cm
 $\blacktriangle$: $\lambda = 3,2$ cm
 $\blacksquare$: $\lambda = 1,25$ cm
 Permalloy G { $\circ$: $\lambda = 10,8$ cm
 $\triangle$: $\lambda = 3,2$ cm
 $\square$: $\lambda = 1,25$ cm

compte d'une manière correcte, des propriétés des échantillons considérés en fonction de la charge jusqu'à 1,25 cm de longueur d'onde, pour les poudres les plus fines, et elles se vérifient encore à

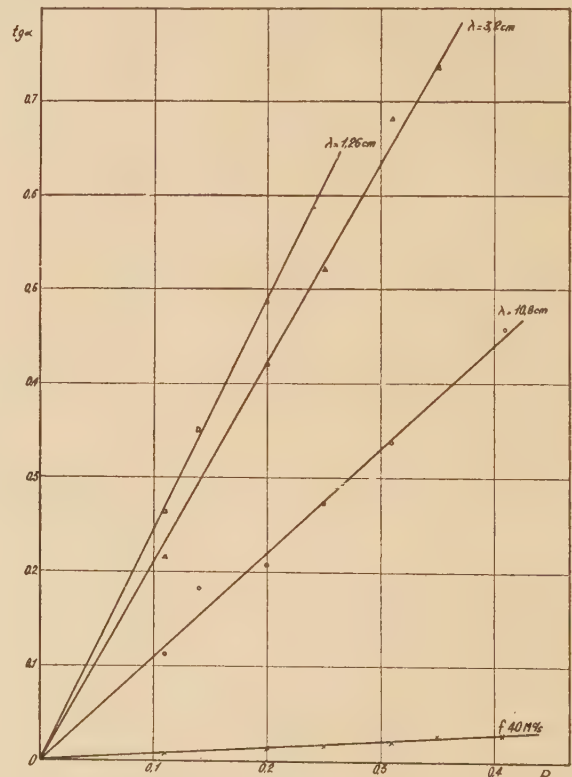


FIG. 29. — Variation de $\text{tg } \alpha$ en fonction de la charge pour la poudre de fer.

10,8 cm pour la poudre la plus grosse. Aux fréquences inférieures, l'accord entre ces relations et les résultats expérimentaux est excellent pour toutes les poudres, bien qu'elles aient des formes et des grosseurs ainsi que des perméabilités très diffé-

POUDRE	p	μ_1	μ_2
Fer	0,05	1,19	
	0,11	1,43	
	0,20	1,96	0,006
	0,25	2,36	0,009
	0,31	2,94	0,011
	0,35	3,33	0,014
	0,41	4,16	0,022
Nickel	0,045	1,12	
	0,10	1,28	
	0,14	1,46	0,004
	0,186	1,66	0,006
	0,231	1,91	0,007
	0,286	2,16	0,014
Cobalt	0,057	1,14	
	0,104	1,29	0,002
	0,155	1,46	0,004
	0,195	1,66	0,003
	0,235	1,80	0,005
	0,276	2,04	0,007

POUDRE	p	μ_1	μ_2
Permalloy G	0,049	1,25	0,013
	0,093	1,64	0,028
	0,153	2,09	0,069
	0,176	2,37	0,10
	0,237	3,16	0,17
	0,315	4,53	0,33
	1	$(\mu_1)_f = 127$	$(\mu_2)_f = 27,3$
Permalloy F	0,057	1,29	0,009
	0,10	1,62	0,014
	0,155	2,11	0,018
	0,21	2,73	0,035
	0,26	3,45	0,048
	0,32	4,62	0,07
	0,36	5,59	0,114
	1	$(\mu_1)_f = 122$	$(\mu_2)_f = 7$

TABLEAU VI. — MESURES A 3 Mc/s.

POUDRE	p	μ_1	μ_2
Fer	0,05	1,19	
	0,11	1,42	
	0,20	1,97	0,008
	0,25	2,35	0,013
	0,31	2,93	0,017
	0,35	3,32	0,023
	0,41	4,14	0,037
Nickel	0,045	1,12	
	0,10	1,29	
	0,14	1,46	0,005
	0,186	1,66	0,008
	0,231	1,92	0,011
	0,286	2,17	0,022
Cobalt	0,057	1,14	
	0,104	1,28	0,001
	0,155	1,47	0,001
	0,195	1,66	0,002
	0,235	1,81	0,005
	0,276	2,04	0,008

POUDRE	p	μ_1	μ_2
Permalloy G	0,049	1,25	0,018
	0,093	1,58	0,053
	0,153	2,07	0,114
	0,176	2,34	0,158
	0,237	3,03	0,264
	0,315	4,35	0,494
	1	$(\mu_1)_f = 107,5$	$(\mu_2)_f = 39$
Permalloy F	0,057	1,29	0,007
	0,10	1,61	0,018
	0,155	2,08	0,032
	0,21	2,71	0,067
	0,26	3,44	0,095
	0,32	4,54	0,14
	0,36	5,52	0,223
	1	$(\mu_1)_f = 113$	$(\mu_2)_f = 12,5$

TABLEAU VII. — MESURES A 6 Mc/s.

POUDRE	p	μ_1	μ_2
Fer	0,11	1,43	0,003
	0,20	2,00	0,008
	0,25	2,32	0,011
	0,31	2,83	0,015
	0,35	3,32	0,024
	0,41	4,14	0,036
Nickel	0,10	1,29	0,004
	0,14	1,48	0,007
	0,186	1,68	0,008
	0,231	1,92	0,014
	0,286	2,20	0,020
Cobalt	0,104	1,27	
	0,155	1,47	0,001
	0,195	1,62	0,003
	0,235	1,83	0,005
	0,276	2,06	0,006

POUDRE	p	μ_1	μ_2
Permalloy G	0,093	1,56	0,069
	0,153	2,01	0,147
	0,176	2,27	0,209
	0,237	3,02	0,336
	0,315	4,07	0,600
	1	$(\mu_1)_f = 90,4$	$(\mu_2)_f = 43$
Permalloy F	0,10	1,63	0,027
	0,155	2,10	0,054
	0,21	2,70	0,094
	0,32	4,47	0,21
	0,36	5,60	0,34
	1	$(\mu_1)_f = 109$	$(\mu_2)_f = 18$

TABLEAU VIII. — MESURES A 12 Mc/s.

rentes. Des mesures faites dans notre laboratoire [10] aux fréquences basses sur diverses poudres enrobées dans des diélectriques de base différents (caoutchouc naturel ou synthétique, ébonite) avaient montré au contraire que la relation loga-

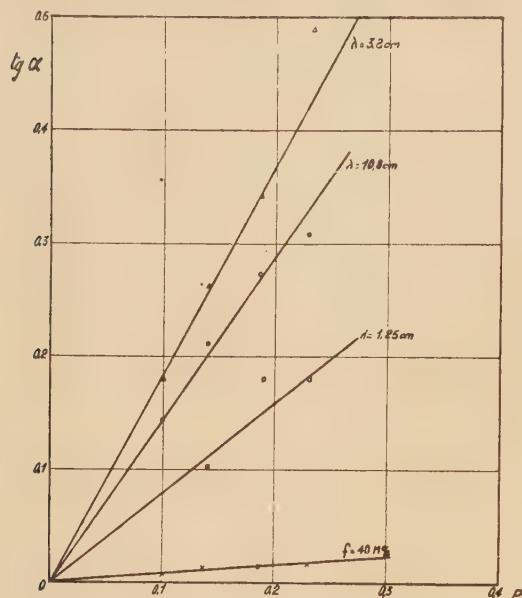


FIG. 30. — Variation de $\operatorname{tg} \alpha$ en fonction de la charge pour la poudre de nickel.

rithmique (74) n'était pas vérifiée dans tous les cas et que l'allure de la variation de μ en fonction de p dépendait du diélectrique de base ; les écarts étaient particulièrement sensibles pour les échantillons à base d'ébonite longuement vulcanisés. Il

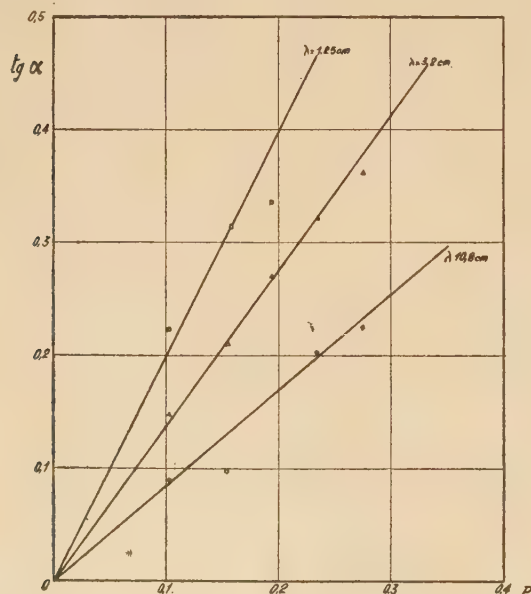


FIG. 31. — Variation de $\operatorname{tg} \alpha$ en fonction de la charge pour la poudre de cobalt.

est permis de penser qu'une partie de ces écarts à la loi logarithmique était due à l'augmentation de la charge, provoquée par le découpage, au voisinage de la coupure, et dans certains cas à des irrégularités de répartition de la poudre dans l'échantillon. Des

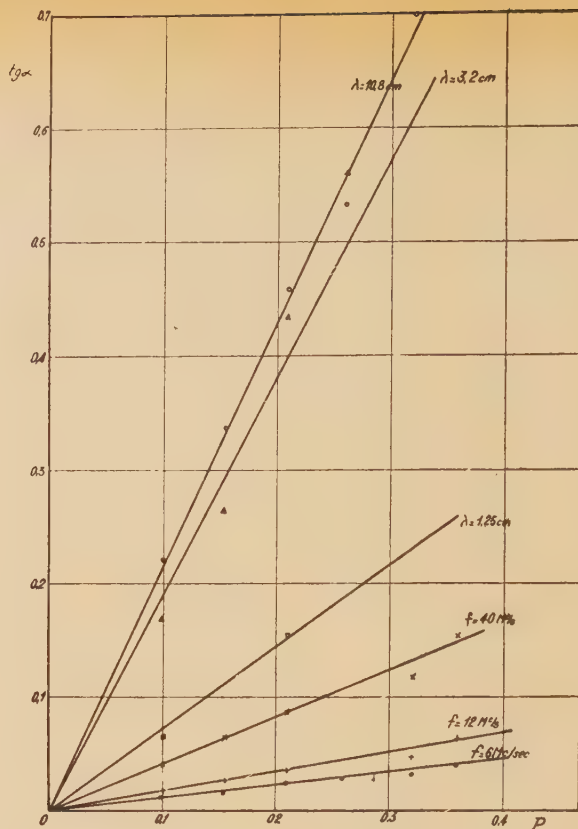


FIG. 32. — Variation de $\operatorname{tg} \alpha$ en fonction de la charge pour la poudre de permalloy F.

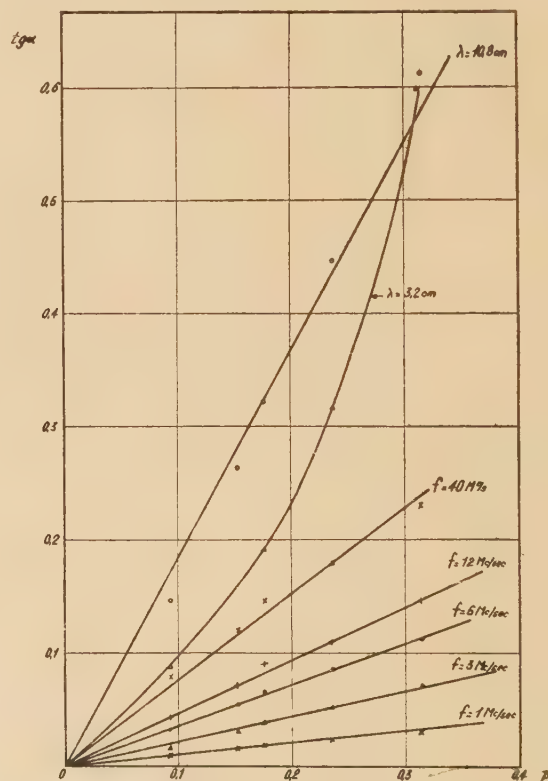


FIG. 33. — Variation de $\operatorname{tg} \alpha$ en fonction de la charge pour la poudre de permalloy G.

mesures effectuées aux ondes centimétriques sur des échantillons à base de caoutchouc [28] avaient montré que les relations (74) et (76) n'étaient pas valables dans tous les cas, même pour des poudres

POUDRE	p	μ_1	μ_2
Fer	0,11	1,41	0,010
	0,20	2,00	0,025
	0,25	2,34	0,036
	0,31	2,92	0,057
	0,35	3,31	0,081
	0,41	4,09	0,118
Nickel	0,10	1,28	0,010
	0,14	1,47	0,017
	0,186	1,67	0,024
	0,231	1,89	0,032
Cobalt	0,104	1,27	0,004
	0,155	1,46	0,007
	0,195	1,57	0,008
	0,235	1,81	0,010
	0,276	2,03	0,014

POUDRE	p	μ_1	μ_2
Permalloy G	0,093	1,48	0,116
	0,153	1,88	0,226
	0,176	2,09	0,304
	0,237	2,75	0,494
	0,315	3,72	0,857
	1	$(\mu_1)_f = 58$	$(\mu_2)_f = 47$
Permalloy F	0,10	1,60	0,065
	0,155	2,07	0,132
	0,21	2,67	0,234
	0,32	4,50	0,524
	0,36	5,59	0,864
	1	$(\mu_1)_f = 100$	$(\mu_2)_f = 42$

TABLEAU IX. — MESURES A 40 Mc/s.

carbonyles fines obéissant à la loi logarithmique en basse fréquence, alors que les résultats donnés ici pour les deux poudres carbonyles avec le diélectrique de base considéré ne présentent pas ces anomalies. Le fait que, pour les échantillons considérés ici, la perméabilité soit représentée en fonction de la charge par les relations simples (74) et (76) est intéressant, car, si on admet que ces relations restent valables jusqu'à des charges égales à l'unité, cela rend possible la détermination de la perméabilité $|\mu_f| e^{-j\alpha_f}$ correspondant à la charge unité ; on verra au chapitre suivant dans quelle mesure cette perméabilité représente la perméabilité de la poudre elle-même.

CHAPITRE IV

ÉTUDE DE LA PERMÉABILITÉ EN FONCTION DE LA FRÉQUENCE

IV-1. — Influence des courants de Foucault.

IV-1-1. — *Perméabilité apparente et perméabilité vraie.*

Différentes études ont été faites pour déterminer la perméabilité apparente de grains sphériques ferromagnétiques conducteurs en fonction de la fréquence, en particulier par LEIGH PAGE [29] et COLOMBANI [30]. La perméabilité vraie de la sphère est supposée réelle et indépendante de la fréquence. Lorsque la fréquence augmente, la pénétration des ondes électromagnétiques diminue, et il en résulte que l'aimantation du grain sphérique considéré, soumis au champ alternatif, est d'autant plus faible que le grain est plus conducteur et que la fréquence est plus élevée. LEIGH PAGE fait le calcul pour un grain sphérique de rayon a supposé placé dans un solénoïde très long parcouru par un courant sinusoïdal, l'amplitude du champ magnétique suivant l'axe étant égale à l'unité ; l'amplitude du moment magnétique de la sphère de perméabilité μ et de

conductibilité σ est alors, les diverses quantités étant exprimées en unités électro-magnétiques :

$$(77) \quad p_H = 4\pi a^3 (\mu - 1) / [(\mu - 1 + k(\alpha'))], \quad \text{où} \\ k(\alpha') = \alpha'^2 \sin \alpha' / (\sin \alpha - \alpha' \cos \alpha'), \\ \alpha = 2\pi a(1 + j) \sqrt{\mu \sigma f} = \frac{1}{2} \pi \varepsilon (1 + j)$$

en posant

$$\varepsilon = 4a(\mu \sigma c / \lambda)^{1/2}$$

λ étant la longueur d'onde, c la vitesse de la lumière dans le vide, f la fréquence. La valeur du moment magnétique de cette sphère dans un champ magnétique constant d'intensité unité est :

$$(78) \quad p_{H\infty} = 4\pi a^3 (\mu - 1) / (\mu + 2).$$

Le rapport de ces deux moments a donc pour valeur :

$$(79) \quad p_H / p_{H\infty} = (\mu + 2) / [\mu - 1 + k(\alpha')].$$

Ce rapport est égal à $(\mu_f - 1) / (\mu - 1)$ où μ_f représente la perméabilité apparente du grain à la fréquence considérée. Si on se reporte aux valeurs calculées par LEIGH PAGE pour un grain de fer de perméabilité égale à 100, on constate que $(\mu_f - 1) / (\mu - 1) = 0,5$ pour $\varepsilon = 55$ environ, c'est-à-dire pour une longueur d'onde $\lambda = 3,1$ cm et pour un grain de rayon $a = 14.10^{-4}$ cm. Pour ce même grain, à une fréquence cent fois plus faible, soit aux environs de 100 Mc/s, on aurait : $(\mu_f - 1) / (\mu - 1) = 0,94$, ce qui correspond à un écart faible entre la perméabilité apparente et la perméabilité vraie.

Lorsqu'on extrapole les valeurs expérimentales de la perméabilité d'échantillons de charges différentes d'une poudre, et dans la mesure où cette extrapolation est légitime jusqu'à $p = 1$, la valeur de μ_f obtenue pour $p = 1$ correspond à la perméabilité apparente d'un grain de la poudre. En considérant uniquement pour l'instant l'influence des courants de FOUCAULT, on voit que la perméabilité ainsi calculée s'écarte d'autant plus de la perméabilité vraie de la poudre que le terme $a^2 \sigma \mu / \lambda$ est plus grand. Aux ondes centimétriques, en particulier, l'écart pourra être considérable.

IV-1-2. — Les pertes par courants de Foucault dans les poudres considérées.

Les mesures effectuées jusqu'à 40 Mc/s permettent de déceler la naissance des pertes dans les différentes poudres ; pour les charges et les intensités des champs considérés, les pertes par hystérésis sont nulles, comme il été dit au début, et les pertes qui interviennent sont les pertes par courants de FOUCAULT et les pertes par traînage magnétique. Dans le cas de rubans ferromagnétiques obéissant à la loi de RAYLEIGH, le coefficient de pertes par courants de FOUCAULT se déduit de la pente de la droite représentant $\operatorname{tg} \alpha$ en fonction de la fréquence, pour un champ nul (de manière à éliminer l'hystérésis). Examinons ce qui se passe dans le cas de poudres sphériques, en reprenant l'expression du moment magnétique p_H d'un grain sphérique donnée par LEIGH PAGE. Lorsque la perméabilité du grain est grande devant l'unité, on peut considérer que l'angle de pertes magnétiques est égal à l'angle de déphasage de p_H et du champ magnétique. Lorsque la fréquence tend vers zéro, α' tend également vers zéro et, pour les faibles valeurs de α' , on a :

$$k(\alpha') \simeq 3 - \alpha'^2/5 = 3 - j8\pi^2 a^2 \mu \sigma f/5.$$

Portons cette valeur dans l'expression de p_H ; on en déduit l'expression de la tangente de l'angle de pertes α_f :

$$(80) \quad \operatorname{tg} \alpha_f = \pi^2 a^2 \sigma f / 8 \mu / 5 (\mu + 2).$$

où μ représente la perméabilité statique.

Sur la figure 34 on a porté en abscisses les fréquences et en ordonnées les valeurs de $\operatorname{tg} \alpha_f$ (corres-

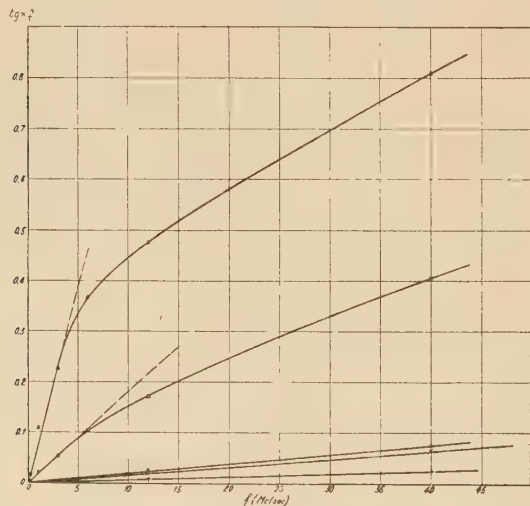


FIG. 34. — Courbes de $\operatorname{tg} \alpha_f$ en fonction de la fréquence. $\times$: poudre de fer ; o : poudre de nickel ; $+$: poudre de cobalt ; $\square$: poudre de permalloy F ; Δ : poudre de permalloy G.

pondant à $p = 1$), obtenues pour les différentes poudres étudiées ici d'après les résultats expérimentaux rassemblés dans les tableaux (III à IX). Les courbes obtenues sont rectilignes aux fréquences basses, et pour les trois poudres les plus fines ce sont des droites dans tout le domaine de

TABEAU X. — MESURES A 10,8 CM DE LONGUEUR D'ONDE

POUDRE	p	μ_1	μ_2	$\operatorname{tg} \alpha$	ε_1	ε_2
Fer	0,11	1,285	0,144	0,112	4,76	0,14
	0,14	1,43	0,233	0,163	5,73	0,22
	0,20	1,66	0,345	0,208	7,08	0,25
	0,25	1,87	0,510	0,273	8,56	0,31
	0,31	2,12	0,714	0,337	12,21	0,72
	0,41	2,73	1,246	0,457	16,02	1,07
	1	$(\mu_1)_f = 9,5$	$(\mu_2)_f = 10,5$	$\operatorname{tg} \alpha_f = 1,1$		
Nickel	0,10	1,16	0,168	0,145	4,97	0,135
	0,14	1,19	0,251	0,211	7,04	0,216
	0,186	1,317	0,360	0,273	10,07	0,46
	0,231	1,42	0,438	0,309	14,2	1,11
	1	$(\mu_1)_f = 2,98$	$(\mu_2)_f = 4,53$	$\operatorname{tg} \alpha_f = 1,45$		
Cobalt	0,104	1,233	0,11	0,089	6,15	0,11
	0,155	1,44	0,141	0,098	7,35	0,193
	0,235	1,69	0,34	0,201	9,91	0,283
	0,276	1,98	0,44	0,222	11,43	0,210
	1	$(\mu_1)_f = 8,55$	$(\mu_2)_f = 7,1$	$\operatorname{tg} \alpha_f = 0,84$		
Permalloy G	0,093	0,99	0,145	0,146	6,23	0,06
	0,153	0,99	0,26	0,263	7,38	0,19
	0,176	1,01	0,325	0,322	9,21	0,42
	0,237	0,99	0,442	0,446	12,52	0,34
	0,315	0,95	0,582	0,612	20,4	1,43
Permalloy F	0,10	1,12	0,248	0,221	5,69	0,158
	0,155	1,163	0,39	0,335	7,73	0,33
	0,21	1,235	0,565	0,457	10,80	0,42
	0,26	1,35	0,712	0,528	13,96	0,72
	0,32	1,40	0,982	0,700	22,95	1,97

fréquence considéré. La pente de ces droites permet de calculer la conductibilité apparente σ_a des cinq poudres d'après (80). Supposons d'abord que les conductibilités des grains soient égales aux conductibilités ordinaires, soit $\sigma \simeq 10^{-4}$ u. e. m. pour le fer et le cobalt, $\sigma = 1,4 \cdot 10^{-4}$ u. e. m. pour le nickel, et $\sigma = 6,3 \cdot 10^{-5}$ u. e. m. environ pour le permalloy, et calculons le rayon a des grains auquel conduirait la relation (80) ; les résultats sont les suivants :

Fer $a = 10,4$ microns, Nickel $a = 10$ microns, Cobalt $a = 6,7$ microns, Permalloy F $a = 43$ microns, Permalloy G $a = 90$ microns.

Les valeurs trouvées pour les deux premières poudres sont en bon accord avec les valeurs données par les expériences de sédimentation ; les rayons de tous les grains d'une poudre n'étant pas les mêmes, on ne peut établir une comparaison rigoureuse entre les résultats expérimentaux et les résultats théoriques. Toutefois, on peut calculer un rayon moyen des grains d'après les courbes de la figure 3. Suivant que l'on considère la moyenne arithmétique des rayons ou la moyenne quadratique, on obtient ainsi dans le cas de la poudre de fer, comme valeur

moyenne du rayon : 11,4 microns ou 11,8 microns. Ces nombres sont très voisins de la valeur obtenue par le calcul. Dans le cas de la poudre de nickel la proportion des grains dont le rayon est supérieur à 14 microns est plus élevée, et le rayon moyen correspondant doit être légèrement plus grand que pour la poudre de fer. La valeur a , calculée précédemment, est donc un peu trop faible, l'écart étant voisin de 30 % à 40 % au maximum, c'est-à-dire que la valeur du rapport σ_a/σ est comprise entre 0,5 et 0,6.

La dimension des grains de la poudre de cobalt est sensiblement plus grande que celle obtenue par le calcul. Sur la figure 3, on voit que 71,4 % du poids est dû à des grains ayant des rayons compris entre 10 et 14 microns, et la moyenne quadratique des rayons des grains est voisine de 12 microns. On a donc : $\sigma_a/\sigma = (6,7/12)^2 = 0,31$. Cette augmentation de la résistivité apparente est sans doute due à une oxydation des grains à leur surface.

En ce qui concerne les poudres de permalloy, les valeurs calculées de a sont supérieures aux dimensions maximum des grains de ces poudres. Les demi-dimensions des grains de la poudre de permalloy G ont pour valeurs extrêmes 30 microns et 48 microns. Celles des grains de la poudre de permalloy F sont au plus égales à 19 microns, et 72 % du poids est constitué par des grains dont les demi-dimensions sont supérieures à 14 microns. La comparaison de ces valeurs et des valeurs de a calculées précédemment conduirait à $4 \leq \sigma_a/\sigma \leq 9$. Mais il faut remarquer que les grains de ces poudres ont des formes irrégulières pouvant s'écarter considérablement de la forme sphérique, et que, en conséquence, l'utilisation de la relation (80) n'est plus correcte. L'existence de pertes anormales par courants de FOUCAULT dans ces deux poudres, analogues à celles qui ont été observées pour des rubans [13], n'est donc pas certaine.

Il reste à considérer l'influence des courants de FOUCAULT aux ondes centimétriques.

IV-1-3. — Les perméabilités inférieures à l'unité aux ondes centimétriques.

Le module $|\mu|$ de la perméabilité des échantillons, mesuré à la longueur d'onde de 3,2 cm est inférieur à l'unité pour les poudres de permalloy et de nickel, et à 1,25 cm de longueur d'onde il est également inférieur ou sensiblement égal à l'unité pour les poudres de fer et de cobalt.

La question qui se pose est de savoir si ces résultats correspondent réellement à une perméabilité vraie inférieure à l'unité, ou s'il s'agit seulement de phénomènes apparents. En effet, dans les mesures d'impédances utilisées aux ondes centimétriques, la valeur de la perméabilité de l'échantillon est calculée d'après la valeur de l'énergie magnétique par unité de volume dans la portion du guide contenant l'échantillon. La pénétration du champ dans chaque grain étant très faible, l'énergie à l'intérieur des grains est pratiquement nulle si leurs

dimensions sont suffisamment grandes. Si l'énergie totale correspondant à un grain est inférieure à l'énergie correspondant à un même volume de diélectrique, les mesures conduisent à une perméabilité apparente du grain inférieure à l'unité. Pour le vérifier, nous avons mesuré la perméabilité apparente d'échantillons d'une poudre d'aluminium de grosseur équivalente à celle de la poudre de permalloy G. Les perméabilités trouvées sont inférieures à 1 déjà à 30 cm de longueur d'onde, alors que les mêmes mesures effectuées sur un échantillon de bakélite donnent $\mu = 1$ à moins de 1 % près, de sorte que la méthode de mesure ne peut être incriminée.

Le fait que les perméabilités mesurées deviennent inférieures à l'unité entre 10,8 cm et 3,2 cm pour les poudres grosses (fait déjà constaté sur une poudre de fer ayant des dimensions maximum de 210 microns, enrobée dans du caoutchouc) n'indique donc pas qu'il en soit de même pour les perméabilités vraies. Par contre, lorsqu'il s'agit de poudres fines, on doit envisager la possibilité d'une perméabilité vraie inférieure à l'unité, comme nous le verrons plus loin.

IV-2. — Étude de la dispersion et de l'absorption de la perméabilité.

IV-2-1. — Principales théories récentes.

Divers travaux théoriques ont été effectués dans le but d'expliquer le comportement de la perméabilité aux hautes fréquences, caractérisé par la décroissance rapide de μ_1 et l'accroissement simultané de μ_2 . Bien que les auteurs des études analysées ici aient introduit dans le traitement du problème de larges hypothèses simplificatrices et considéré des structures pouvant s'écarter sensiblement des structures des échantillons réels, les conclusions auxquelles ils aboutissent peuvent être comparées utilement avec les résultats expérimentaux. Il ne faut cependant pas perdre de vue que ces résultats théoriques ont été obtenus à partir de modèles simples et ne tiennent pas compte de certains phénomènes tels que l'influence du traînage magnétique et celle de la texture magnétique de l'échantillon.

Dans son étude, KITTEL [7] considère que la paroi de BLOCH ne peut se déplacer qu'en entier ; lorsque la pénétration de l'onde électromagnétique et la dimension des domaines sont d'ordres de grandeur comparables, le champ magnétique varie d'une manière appréciable à l'intérieur d'un même domaine et il en résulte que la pression exercée sur les parois n'est pas uniformément répartie. Comme les parois sont supposées rigides, seule la force moyenne qui leur est appliquée intervient. KITTEL considère, comme modèle servant de base à son calcul, un film d'épaisseur égale à celle d'un domaine placé dans un champ magnétique alternatif dirigé parallèlement à la surface du film. Les parois sont supposées perpendiculaires à cette sur-

face et les aimantations de deux domaines consécutifs orientées à 180° l'une de l'autre. L'expression de la perméabilité ainsi obtenue est assez compliquée. KITTEL compare alors les valeurs numériques de μ_R et μ_L dans le cas du fer aux valeurs expérimentales données par différents auteurs, en prenant une dimension de domaines égale à $2,5 \cdot 10^{-4}$ cm, de manière à faire coïncider les points des courbes expérimentales et des courbes théoriques pour lesquels μ_R est égal à la moitié de la valeur de la perméabilité en basse fréquence. L'allure des courbes ainsi obtenues est satisfaisante.

BECKER [8] aboutit à des résultats du même genre, bien qu'il considère dans son calcul un champ homogène. Il écrit les équations du mouvement d'une paroi soumise à une force de rappel élastique, une force de frottement proportionnelle à la vitesse correspondant au champ magnétique de freinage dû aux courants de FOUCAULT, et à la force d'inertie de la paroi, en présence d'un champ alternatif. L'expression de la susceptibilité magnétique est alors :

$$(81) \quad \chi(\omega) = \chi_0 / (1 - \omega^2/\omega_0^2 + j\omega/\omega_1),$$

ω_0 étant égale, à un facteur près, à la fréquence de LARMOR de la rotation d'un spin libre dans le champ $M_s/\sqrt{\chi_0}$ (M_s aimantation à saturation.). En prenant 10^{-4} cm comme dimension des domaines et $\chi_0 = 10$, il obtient pour le fer $f_0 = 360$ Mc/s et $f_1 = 1.600$ Mc/s.

POLIVANOV [9] considère une feuille de métal ferromagnétique dont les domaines ont des parois parallèles au plan de la feuille. Les aimantations des domaines successifs étant supposées orientées à 180° et le champ magnétique alternatif parallèle à la direction de ces aimantations, il obtient, en écrivant les équations de MAXWELL pour les domaines successifs, l'expression suivante de la perméabilité de la feuille dont l'épaisseur est supposée grande devant la pénétration :

$$(82) \quad \begin{cases} \mu = \mu_v (\sqrt{1 + \beta} - \sqrt{\beta})^2 \\ \beta = j\pi\omega\mu_v\sigma b^2 \end{cases}$$

où μ_v est la perméabilité en très basse fréquence, σ la conductibilité, b l'épaisseur d'un domaine, ω la pulsation. Lorsque les aimantations des domaines successifs sont orientées à 90° , l'expression trouvée par POLIVANOV est :

$$(83) \quad \begin{cases} \mu = \frac{\beta'}{j\pi\omega\sigma b^2} (\sqrt{1 + \beta'} - \sqrt{\beta'})^2 \\ \beta' = j\pi\omega\sigma b^2 \mu_v \frac{1 - j\pi\omega\mu_v\sigma b^2}{1 + (\pi\omega\mu_v\sigma b^2)^2} \end{cases}$$

IV-2-2. — Examen des résultats expérimentaux.

Les résultats des mesures effectuées sur les cinq poudres considérées sont rassemblés dans les tableaux III à XII et représentés sur les figures 35 à 39.

L'allure de μ_1 et μ_2 en fonction de la fréquence est semblable pour toutes les poudres, mais les fré-

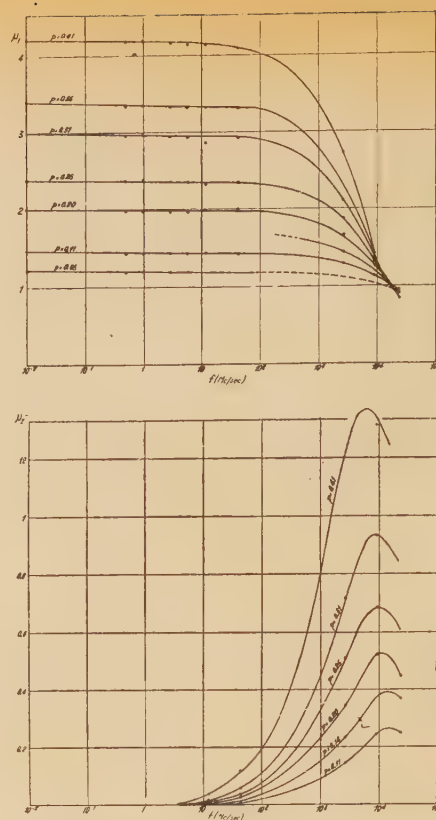


FIG. 35. — Perméabilités des échantillons de poudre de fer en fonction de la fréquence.

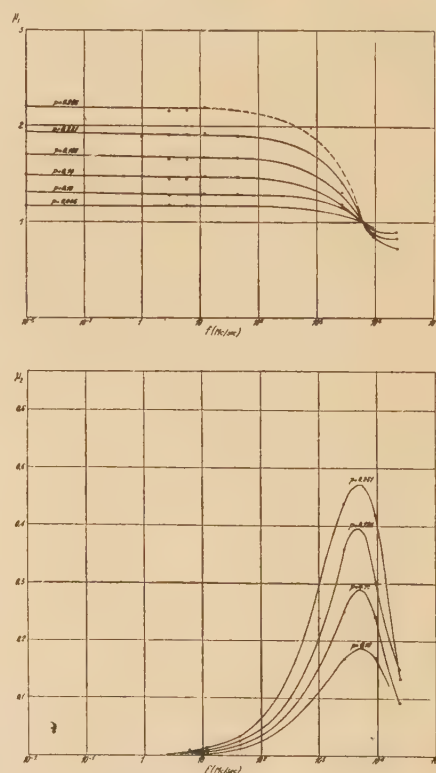


FIG. 36. — Perméabilités des échantillons de poudre de nickel en fonction de la fréquence.

quences auxquelles se produisent la dispersion de μ_1 et l'absorption de μ_2 sont différentes. Il est intéressant de comparer les résultats expérimentaux

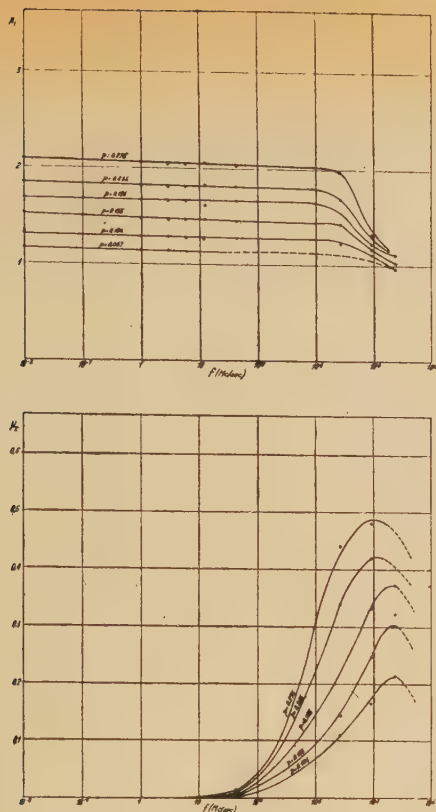


FIG. 37. — Perméabilités des échantillons de poudre de cobalt en fonction de la fréquence.

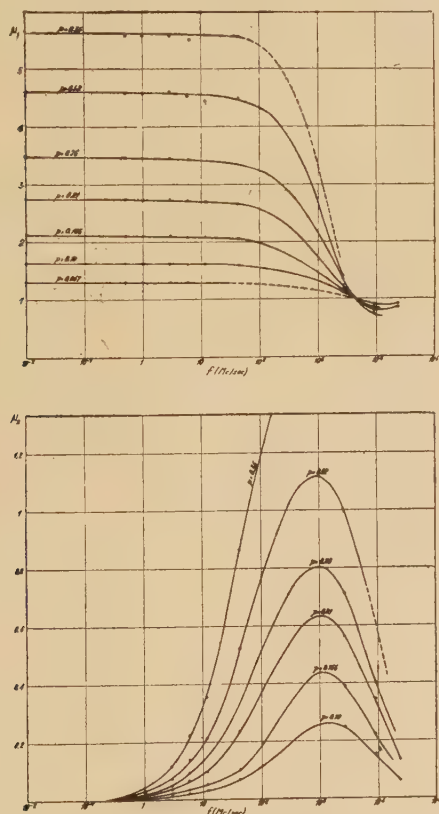


FIG. 38. — Perméabilités des échantillons de poudre de permalloy F en fonction de la fréquence.

aux résultats théoriques rappelés au paragraphe précédent.

Sur la figure 40 sont portées les valeurs de $(\mu_1)_f$

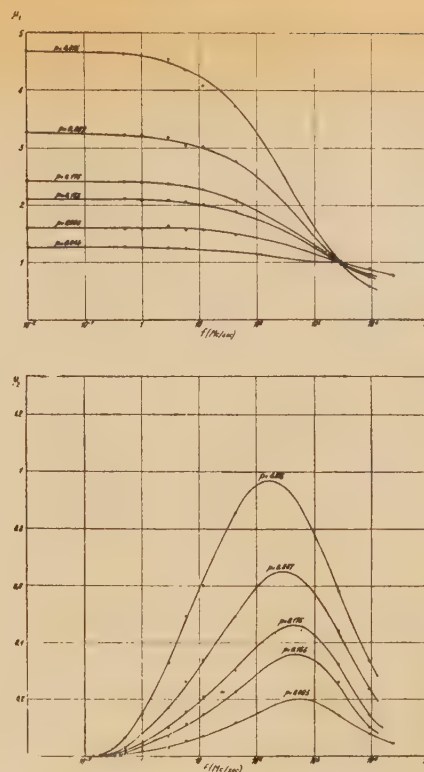


FIG. 39. — Perméabilités des échantillons de poudre de permalloy G en fonction de la fréquence.

et de $(\mu_2)_f$ calculées pour la poudre de permalloy G d'après les relations (74) et (76) (chapitre III) à partir des résultats expérimentaux aux différentes fréquences. Les courbes en trait plein représentent les valeurs de μ_1 et μ_2 calculées d'après (82) en prenant $\mu_v = 148$ (Tableau III), $\sigma = 6,3 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$

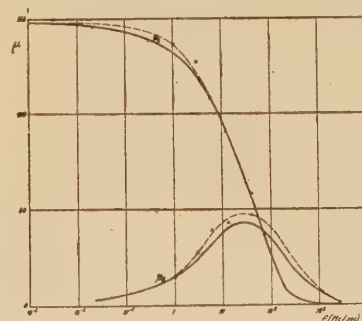


FIG. 40. — Composantes de la perméabilité complexe de la poudre de permalloy G obtenues par extrapolation à la charge unité des résultats expérimentaux, et courbes théoriques, en trait plein, calculées d'après la relation (82).

et en donnant à b une valeur telle que les valeurs ainsi trouvées se rapprochent le plus possible des valeurs expérimentales $(\mu_1)_f$ et $(\mu_2)_f$, soit $b = 1,85 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$. Les courbes théoriques et expérimentales sont très voisines. Toutefois les valeurs calculées de μ_2 sont légèrement inférieures aux valeurs expérimentales. L'accord est meilleur (fig. 41) si on fait le calcul en se servant des relations (83), la dimension correspondante des domaines étant alors $b = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$. On peut en déduire que dans chaque grain, les directions de l'aimantation des domaines successifs sont plus voisines de la dispo-

sition à 90° que de la disposition à 180° . On remarque sur la figure 41 que le désaccord provient seulement d'un élargissement de la courbe expérimentale de

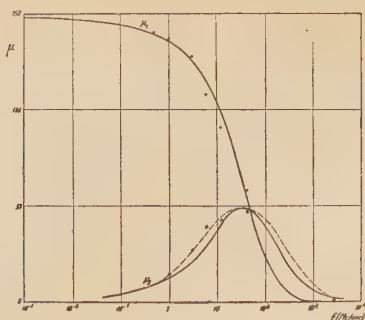


FIG. 41. — Composantes de la perméabilité complexe de la poudre de permalloy G obtenues par extrapolation à la charge unité des résultats expérimentaux, et courbes théoriques, en trait plein, calculées d'après la relation (83).

μ_2 par rapport à la courbe théorique. Outre les simplifications introduites dans la théorie et le fait que le matériau se présente sous une forme assez différente de celle sur laquelle sont basés les calculs de POLIVANOV, ceci peut être dû à l'hétérogénéité du champ à l'intérieur du mélange, (la résultante des champs créés par l'aimantation des différents grains n'étant pas la même en tous les points), ainsi qu'à une structure hétérogène possible des grains ($\sigma_a/\sigma > 1$).

La figure 42 se rapporte au cas de la poudre de permalloy F, les courbes théoriques étant calculées au moyen de la relation (83). La dimension b des

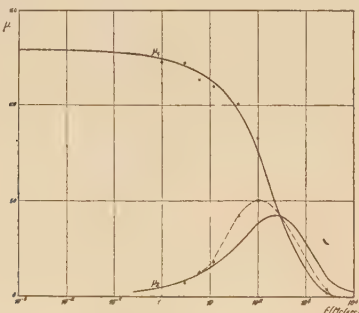


FIG. 42. — Composantes de la perméabilité complexe de la poudre de permalloy F obtenues par extrapolation à la charge unité des résultats expérimentaux, et courbes théoriques, en trait plein, calculées d'après la relation (83).

domaines, introduite dans le calcul de manière à obtenir des valeurs de μ_1 voisines des valeurs de $(\mu_1)_f$, est $b \simeq 0,7 \cdot 10^{-4}$ cm. Le maximum de l'absorption se produit à une fréquence supérieure à 40 Mc/s et les valeurs de $(\mu_1)_f$ et $(\mu_2)_f$ à 100 Mc/s ont été calculées par interpolation au moyen des courbes de la figure 38. On note que dans ce cas la concordance des courbes expérimentales et théoriques relatives à μ_2 est moins bonne que dans le cas de la poudre de permalloy G.

La cause en réside peut-être dans le fait que les grains de la poudre F ont des dimensions s'échelonnant sur une grande gamme de valeurs (de quelques microns à 38 microns) et qu'en consé-

quence les dimensions des domaines doivent être assez différentes pour les grains les plus fins et pour les plus gros ; l'introduction d'une dimension moyenne des domaines ne constitue alors qu'une approximation. De plus, les grains s'écartent d'autant plus de la forme du modèle plan considéré par POLIVANOV que leurs dimensions sont plus faibles. Mais, dans l'ensemble, le comportement de la perméabilité de la poudre F est encore représenté d'une manière satisfaisante par la relation (83).

En ce qui concerne les trois poudres de fer, de nickel et de cobalt les phénomènes d'absorption et de dispersion se produisent dans la gamme des ondes centimétriques, et il en résulte que $(\mu_1)_f$ et $(\mu_2)_f$ s'écartent assez sensiblement des valeurs correspondantes de la perméabilité vraie des poudres à ces fréquences ; dans ces conditions, il n'est plus possible de comparer les valeurs expérimentales et théoriques de la perméabilité. Si on fait l'hypothèse que les maximums de $(\mu_2)_f$ et μ_2 vraie se produisent à des fréquences peu différentes, cette fréquence permet cependant de déterminer les dimensions des domaines auxquelles conduirait la formule (83) de POLIVANOV.

Pour la poudre de fer, les valeurs de $(\mu_2)_f$ obtenues par interpolation sur la figure 35 aux fréquences de 300 et 1.000 Mc/s et d'après les tableaux X et XI aux fréquences de 2.780 et 9.380 Mc/s sont les suivantes :

$f = 300$ Mc/s	$(\mu_2)_f = 7$
$f = 1\,000$ Mc/s	$(\mu_2)_f = 10,6$
$f = 2\,780$ Mc/s	$(\mu_2)_f = 10,5$
$f = 9\,380$ Mc/s	$(\mu_2)_f = 4,4$

Le maximum de $(\mu_2)_f$ se situe aux environs de $f = 1.700$ Mc/s. Pour cette poudre $\mu_v = 33,2$ à 10 kc/s et, en prenant $\sigma = 10^5 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, la valeur de b qu'il faut introduire dans (83) pour que μ_2 soit maximum à 1.700 Mc/s est $b \simeq 0,4 \cdot 10^{-4}$ cm.

Pour le cobalt, on trouve :

$(\mu_2)_f = 2,8$	pour $f = 300$ Mc/s
$(\mu_2)_f = 5,3$	pour $f = 1\,000$ Mc/s
$(\mu_2)_f = 7,1$	pour $f = 2\,780$ Mc/s
$(\mu_2)_f = 2,8$	pour $f = 9\,380$ Mc/s.

$(\mu_2)_f$ est maximum pour $f = 2.000$ Mc/s environ. La valeur de b déduite de la relation (83), pour $\mu_v = 14,7$ et $\sigma = 10^5 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$, est $b \simeq 0,5 \cdot 10^{-4}$ cm.

L'absorption se produit à des fréquences plus basses dans le cas de la poudre de nickel, le maximum de $(\mu_2)_f$ étant situé entre 100 Mc/s et 1 000 Mc/s soit dans une gamme de fréquences assez éloignée de celles où les mesures ont été faites. Le calcul de $(\mu_2)_f$ par interpolation des courbes de la figure 36 est donc peu sûr. Mais on voit (fig. 35 et 36) que, pour des échantillons de charges équivalentes, les fréquences auxquelles μ_2 est maximum, pour le nickel et pour le fer, sont sensiblement dans le rapport 1/3 ; il en est de même pour le maximum de $\text{tg } \alpha_f$ qui a lieu vers $f = 7.000$ Mc/s dans le cas du nickel et $f = 24.000$ Mc/s dans le cas du fer. La

dimension des domaines déterminée par (83) avec $\mu_v = 17,8$ et $\sigma = 14 \cdot 10^4 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ est égale à $b \simeq 0,7 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$.

Pour ces cinq poudres la superposition des courbes expérimentales et des courbes calculées au moyen des formules de POLIVANOV conduit donc à des dimensions de domaines qui restent du même ordre de grandeur. Ces valeurs ne s'écartent pas considérablement des dimensions de domaines généralement trouvées dans le cas de ferromagnétiques massifs de plus grandes dimensions.

D'après les calculs faits par KITTEL dans le cas du fer pour un modèle en forme de film ($\mu_v = 100$, $b = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$) le maximum de μ_2 a lieu vers 750 Mc/s et celui de $\tan \alpha$ entre 5.000 et 8.000 Mc/s, soit à des fréquences deux à trois fois plus faibles que celles déterminées expérimentalement sur la poudre de fer considérée ici. Cet écart doit être dû principalement au fait que la perméabilité μ_v choisie par KITTEL est trois fois plus grande que la perméabilité de la poudre étudiée, car les résultats expérimentaux obtenus par BIRKS [27] à des longueurs d'onde comprises entre 58 cm et 3 cm, pour une poudre de fer carbonyle fine dont la perméabilité dépassait 100, se rapprochent davantage des résultats théoriques de KITTEL. Si on considère la formule (81) de BECKER, on voit que le maximum de μ_2 a lieu à une fréquence voisine de f_0 . Pour que cette fréquence f_0 (inversement proportionnelle à $\sqrt{\chi_0 b}$) soit égale à 1.700 Mc/s la dimension des domaines de la poudre de fer étudiée ($\chi_0 = 2,55$) devrait être égale à $0,18 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$, soit une valeur environ deux fois plus petite que celle qu'on déduit des courbes de POLIVANOV.

Ainsi, du point de vue de la position des courbes de dispersion et d'absorption de la perméabilité, les calculs de BECKER, KITTEL et POLIVANOV donnent des résultats assez voisins. Toutefois, lorsque la fréquence croît à partir des basses fréquences, μ_1 calculé d'après la théorie de BECKER commence par croître, passe par un maximum, décroît ensuite et croît à nouveau jusqu'à la valeur 1, alors qu'expérimentalement on n'observa pas de maximum de μ_1 . La loi de variation obtenue par POLIVANOV est plus satisfaisante à ce point de vue, et les valeurs calculées sont très voisines des valeurs expérimentales dans le cas de la poudre de permalloy G, pour laquelle le maximum de l'absorption se situe à une fréquence inférieure à 100 Mc/s. Aux hautes fréquences l'influence du déplacement des parois dans le processus d'aimantation diminue par rapport à celle de la rotation de l'aimantation, et on doit envisager la possibilité de phénomènes de résonance ferromagnétique dus à la précession des spins liés, par un champ interne, à une position privilégiée. BECKER a montré l'analogie existant entre la fréquence caractéristique f_0 , qui apparaît dans sa théorie, et la fréquence de LARMOR associée à un champ de rechange H_p considéré par SNOEK [31], ces deux fréquences étant du même ordre de grandeur. Des phénomènes de résonance ont été également

observés par BIRKS [32] sur des ferrites, de même que par WIEBERDINK (3) sur un fil de ferronickel.

Dans les cas des poudres de fer de nickel et de cobalt considérées, il est possible qu'une telle résonance intervienne, principalement en ce qui concerne les deux premières pour lesquelles la valeur de $|\mu|$ devient inférieure à l'unité, entre 10,8 cm et 3,2 cm de longueur d'onde pour le nickel, et entre 3,2 cm et 1,25 cm de longueur d'onde pour le fer, faisant ainsi apparaître un diamagnétisme semblable à celui qui se manifeste au cours de la résonance ferromagnétique induite. Si H est le champ magnétique constant, normal au champ alternatif haute fréquence, qui cause la résonance, la fréquence f pour laquelle l'angle de pertes magnétiques devient maximum est donnée par la relation (94), au chapitre V.

$$\omega = 2\pi f = \gamma \sqrt{H(H + 2\pi M_s)},$$

où M_s est l'aimantation à saturation du matériau ; $\gamma = e/mc$ pour des spins électroniques libres. Le champ qui provoque la résonance est donc $H = -\pi M_s + \sqrt{\pi^2 M_s^2 + \omega^2/\gamma^2}$. Si les phénomènes d'absorption observés pour les trois poudres précédentes étaient uniquement dus à la résonance ferromagnétique, les valeurs des champs H ainsi calculées en prenant $\gamma/2\pi = 2,80 \text{ Mc/s œrsted}$ et

$f \simeq 7.000 \text{ Mc/s}$ et $M_s = 500 \text{ œrsted}$ pour le nickel,
 $f \simeq 24.000 \text{ Mc/s}$ et $M_s = 1.700 \text{ œrsted}$ pour le fer,
 $f \simeq 24.000 \text{ Mc/s}$ et $M_s = 1.400 \text{ œrsted}$ pour le cobalt,

seraient les suivantes :

Fer : $H = 4.800$,
 Nickel : $H = 1.400$,
 Cobalt : $H = 5.200$.

Mais seule la composante H du champ normale à la direction du champ haute fréquence intervient. Toutes les orientations du champ interne H_i étant également possibles, ce champ est égal à $H_i = 3H/2$, soit :

$H_i = 7.200 \text{ œrsted}$ pour le fer,
 $H_i = 2.100 \text{ œrsted}$ pour le nickel,
 $H_i = 7.800 \text{ œrsted}$ pour le cobalt.

Il est curieux de constater que, pour le fer et le nickel, ces valeurs sont égales à $4\pi M_s/3$, c'est-à-dire au champ démagnétisant qui s'exercerait sur des grains sphériques aimantés à saturation, autrement dit se comportant comme des domaines élémentaires. WEIL [33] a rappelé les études faites à ce sujet, notamment par FRANKEL et DORFMAN, ELMORE, KITTEL, NÉEL. Suivant la disposition des domaines considérée, les calculs des différents auteurs donnent, comme dimensions supérieures des grains constituant des domaines élémentaires, des nombres variant de 100 Å à 1.000 Å. Les grosseurs des grains des poudres étudiées ici sont très supérieures à ces valeurs et les grains ne peuvent cons-

tituer des domaines élémentaires. La présence de champs internes aussi élevés que ceux trouvés précédemment est très improbable. On est ainsi amené à conclure que, pour les trois poudres considérées, les phénomènes d'absorption dans la gamme des ondes décimétriques et centimétriques ne peuvent être entièrement attribués à des phénomènes de résonance dus à la précession des spins. En réalité, les phénomènes de déplacement des parois et de rotation de l'aimantation doivent coexister, et il est difficile de déterminer la part de chacune de ces causes dans le processus d'aimantation.

CHAPITRE V

ÉTUDE DE LA RÉSONANCE FERROMAGNÉTIQUE

V-1. — Historique.

Dans une étude théorique, LANDAU et LIFSHITZ [34] ont mis en évidence, en 1935, la possibilité d'une résonance ferromagnétique dans le cas d'un cristal soumis à un champ magnétique alternatif de direction normale à celle de l'axe de facile aimantation. GRIFFITHS [35] a observé le premier, en 1946, une résonance de ce genre, aux ondes centimétriques, sur des films minces de fer, de nickel et de cobalt, en présence d'un champ magnétique constant parallèle à la surface du film et perpendiculaire au champ magnétique hyperfréquence. KITTEL expliqua un an plus tard [36] les grands écarts entre les fréquences de résonance observées par GRIFFITHS et la fréquence de LARMOR calculée pour le spin de l'électron par la présence des champs démagnétisants s'exerçant sur l'échantillon et qui doivent être pris en considération dans le calcul de la fréquence de résonance. Il montra également [37] que cette fréquence pouvait être modifiée par l'énergie d'anisotropie cristalline, et ce fait fut vérifié expérimentalement, en particulier par KIP et ARNOLD [38]. Divers auteurs ont obtenu des résultats semblables par des considérations de mécanique quantique, en particulier POLDER [39] et VAN VLECK [40]. En même temps, de nombreuses études, dont le nombre croît sans cesse, étaient faites sur la question, tant sur des cristaux et des films ferromagnétiques de formes diverses [41], [42], [43], [44], que sur des ferrites [45], [46], [47]. Dans ce dernier cas, leurs auteurs mesuraient les deux composantes de la perméabilité, tandis que le plus souvent, pour les ferromagnétiques massifs, seule μ_R était mesurée.

V-2. — Équations de la résonance.

Le mouvement d'un électron dans l'atome engendre un moment magnétique $\vec{m}$ et un moment

cinétique $\vec{j}$, et on peut écrire $\vec{m} = \gamma \vec{j} = \vec{j} ge/2mc$; γ est le rapport gyromagnétique, égal à $e/2mc$ pour une orbite électronique, et à e/mc pour un spin électronique, soit dans ce cas $\gamma/2\pi = 2,80$ Mc/oersteds. Le facteur g de LANDÉ est égal à 1 dans le cas d'une orbite, et à 2 pour le spin de l'électron.

Si, dans la substance considérée, les moments de tous les atomes sont dirigés dans le même sens, on peut considérer le moment magnétique $\vec{M}$ et le moment $\vec{J}$ de la quantité de mouvement par unité de volume de la substance. En l'absence d'amortissement l'équation du mouvement est donc :

$$(84) \quad d\vec{J}/dt = \vec{M} \wedge \vec{H}, \quad \text{ou} \quad d\vec{M}/dt = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H}.$$

KITTEL a montré qu'il faut tenir compte des composantes du champ démagnétisant dans l'expression de $\vec{H}$. Si l'échantillon se présente sous la forme d'un ellipsoïde d'axes x, y, z , les facteurs démagnétisants correspondants étant N_x, N_y, N_z , et si on applique un champ magnétique h_x alternatif de pulsation ω suivant l'axe x et un champ magnétique constant H_z suivant l'axe z , les composantes du champ $\vec{H}$ suivant les axes x, y, z sont respectivement $h_x - N_x M_x, -N_y M_y, H_z - N_z M_z$. L'intensité du champ h_x est supposée très faible par rapport à celle de H_z . En négligeant les produits du second ordre des petites quantités h_x, M_x, M_y , ce qui revient à considérer que l'aimantation suivant z est constante, on déduit de (84) la susceptibilité χ_x relative au champ haute fréquence :

$$\chi_x = \frac{M_x}{h_x} = \frac{\chi_0}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}, \quad \text{où} \quad \chi_0 = \frac{M_z}{H_z + (N_x - N_z) M_z},$$

$$\omega_0 = \gamma \{ [H_z + (N_y - N_z) M_z] \cdot [H_z + (N_x - N_z) M_z] \}^{1/2}.$$

Pour tenir compte de l'amortissement, KITTEL avait d'abord proposé d'ajouter au second membre de (84) un terme de la forme $-\lambda (\vec{M} - \chi_0 \vec{H})$; puis, pour que la théorie soit en accord avec les résultats de YAGER, il a remplacé ce terme par

$$-\lambda [(\vec{H} \cdot \vec{M}) \vec{M}/M^2 - \vec{H}]$$

déjà proposé en 1935 par LANDAU et LIFSHITZ. Ce vecteur est dirigé de $\vec{M}$ vers $\vec{H}$ et toujours perpendiculaire à $\vec{M}$; la constante λ est appelée la fréquence de relaxation. En négligeant encore les produits de petites quantités, les équations du mouvement s'écrivent :

$$(85) \quad \frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \wedge \vec{H} - \lambda \left[\frac{H_z - N_z M_z}{M_z} \vec{M} - \vec{H} \right].$$

Dans le cas d'une sphère : $N_x = N_y = N_z = 4\pi/3$,

et la valeur de la susceptibilité magnétique est alors :

$$(86) \quad \chi_x = \frac{M_x}{h_x} = \chi_0 \frac{\gamma^2 M_z^2 + \lambda^2 + j\omega\lambda\chi_0}{\gamma^2 M_z^2 + \lambda^2 - \omega^2\chi_0^2 + 2j\omega\lambda\chi_0}$$

avec

$$(87) \quad \chi_0 = M_z/H_z \simeq M_s/H_z$$

car, sauf pour les faibles valeurs du champ H_z , le matériau est saturé et $M_z = M_s$ (aimantation à saturation).

Les valeurs expérimentales de λ trouvées par YAGER et rappelées dans un article d'ensemble de KITTEL [48] montrent que le terme λ^2 est très petit devant $\gamma^2 M_z^2$.

V-3. — Valeur du champ agissant sur un grain, dans le cas des poudres.

Lorsque le matériau étudié se présente sous la forme d'un grand nombre de grains isolés les uns des autres, le champ H_z agissant sur chaque grain est égal à la résultante du champ H_a appliqué sur le matériau et du champ produit par l'ensemble des autres grains. On peut appliquer à ce problème la solution donnée par R. BECKER [49] dans le cas de la polarisation des diélectriques : si on considère un grain, le champ créé en ce point par l'aimantation des autres grains est égal à la résultante du champ h_1 créé par la matière aimantée située à l'extérieur d'une sphère concentrique au grain et de rayon grand par rapport à celui du grain, et du champ h_2 créé par la matière aimantée intérieure à cette sphère. Si on assimile le champ engendré par un grain à celui

d'un dipôle ponctuel, et si $\vec{m}$ est l'aimantation de la matière, on a :

$$\vec{h}_1 = 4\pi\vec{m}/3.$$

Quant au champ h_2 dû aux grains intérieurs à la sphère, il est nul en moyenne bien que, dans le cas considéré (qui est celui d'un corps amorphe), il puisse prendre pour certains grains des valeurs finies positives ou négatives. Si on suppose l'échantillon de charge p soumis à un champ H_a constant et suffisamment intense pour assurer la saturation ($m = pM_s$) le champ H_z appliqué en moyenne sur chaque grain sera donc :

$$(88) \quad H_z = H_a + p 4\pi M_s/3.$$

Il ne s'agit là que d'un champ moyen, de sorte que les différents grains et même différentes parties d'un même grain sont soumis à des champs différents ; il doit en résulter un élargissement, proportionnel à M_s , des courbes de résonance observées. La forme des grains est sensiblement sphérique pour les poudres carbonyles et pour la poudre de cobalt étudiées ici. Pour les poudres de permalloy, les grains ont des formes irrégulières ; mais comme ils sont répartis au hasard dans le mélange, on peut

encore considérer une forme sphérique en moyenne, les irrégularités de forme des grains ayant pour conséquence un élargissement supplémentaire des courbes de résonance.

V-4. — Résultats expérimentaux.

Les résultats des mesures faites aux longueurs d'onde de 3,20 cm et 1,25 cm sur des échantillons des cinq poudres sont rassemblés sur les figures 43

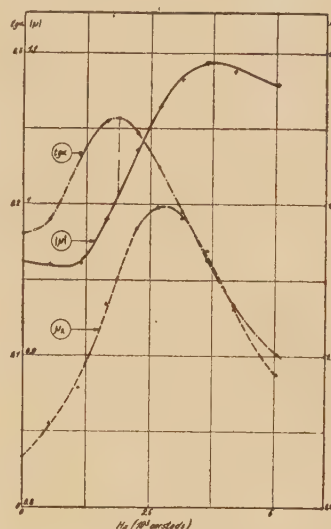


FIG. 43. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de nickel de charge $p = 0,10$ à 3,2 cm de longueur d'onde.

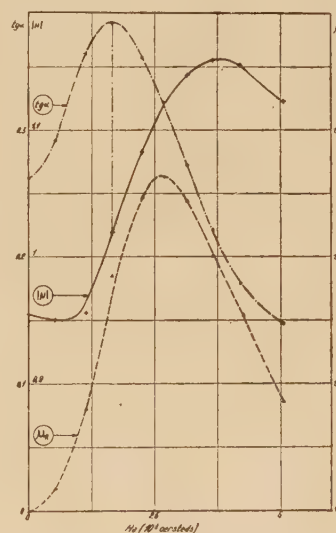


FIG. 44. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de nickel de charge $p = 0,14$ à 3,2 cm de longueur d'onde.

à 56 et dans les tableaux XIII à XVII, H_a représentant la valeur du champ magnétique dans l'entrefer de l'électro-aimant. A 3,20 cm de longueur d'onde la résonance se produit pour des champs relativement faibles et l'hétérogénéité du champ dans le matériau, due aux interactions des grains, rend le phénomène observé très flou. Aussi, seules les

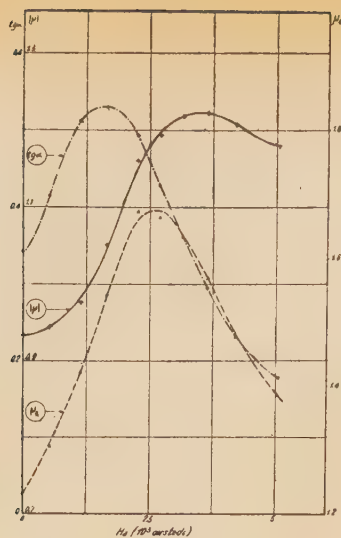


FIG. 45. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de nickel de charge $p = 0,186$ à 3,2 cm de longueur d'onde.

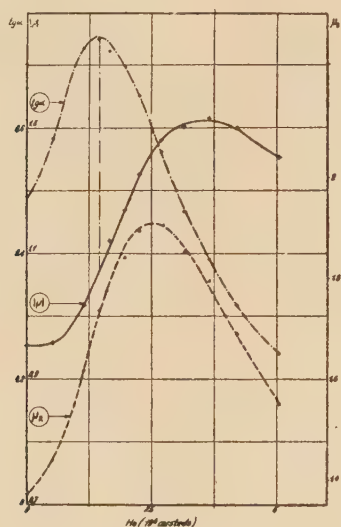


FIG. 46. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de nickel de charge $p = 0,231$ à 3,2 cm de longueur d'onde.

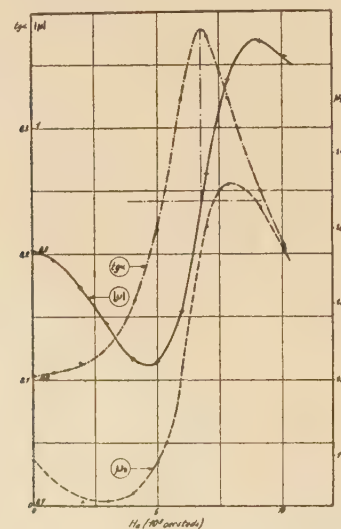


FIG. 47. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de nickel de charge $p = 0,14$ à 1,25 cm de longueur d'onde.

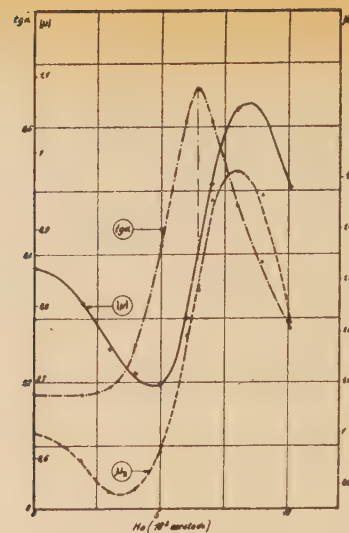


FIG. 48. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de nickel de charge $p = 0,186$ à 1,25 cm de longueur d'onde.

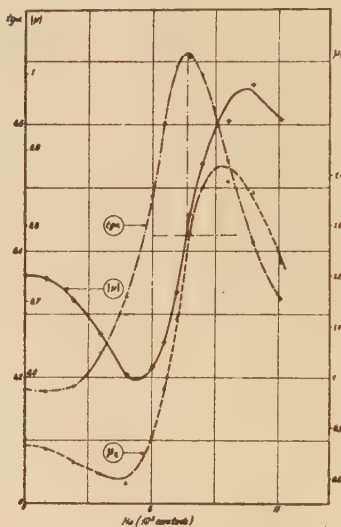


FIG. 49. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de nickel de charge $p = 0,231$ à 1,25 cm de longueur d'onde.

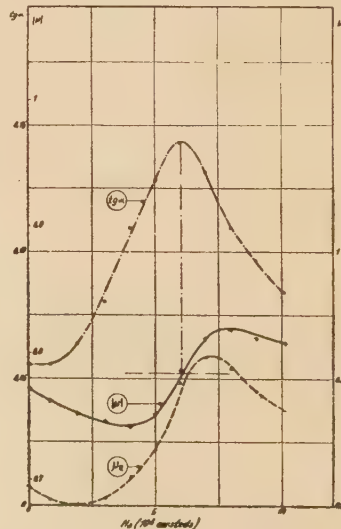


FIG. 50. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de permalloy G de charge $p = 0,093$ à 1,25 cm de longueur d'onde.

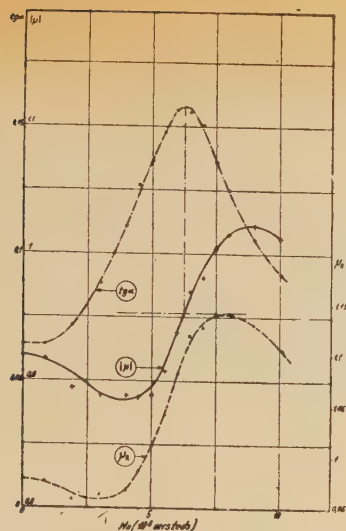


FIG. 51. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de permalloy F de charge $p = 0,10$ à $1,25$ cm de longueur d'onde.

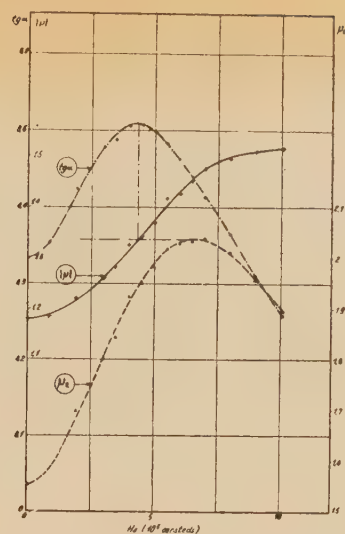


FIG. 54. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de cobalt de charge $p = 0,195$ à $1,25$ cm de longueur d'onde.

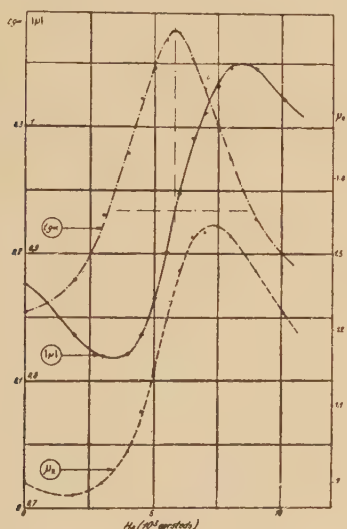


FIG. 52. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de permalloy F de charge $p = 0,21$ à $1,25$ cm de longueur d'onde.

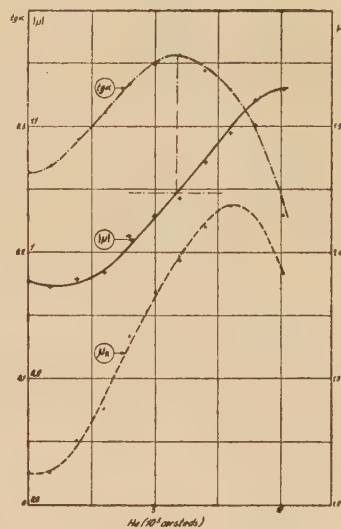


FIG. 55. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de fer de charge $p = 0,11$ à $1,25$ cm de longueur d'onde.

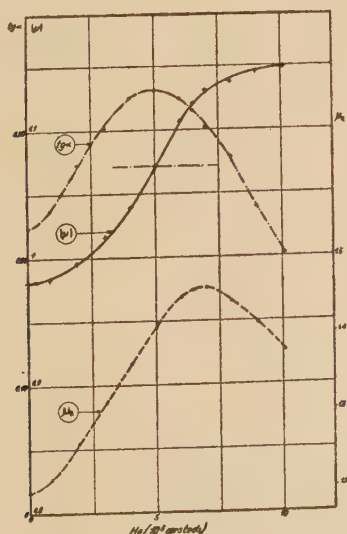


FIG. 53. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de cobalt de charge $p = 0,104$ à $1,25$ cm de longueur d'onde.

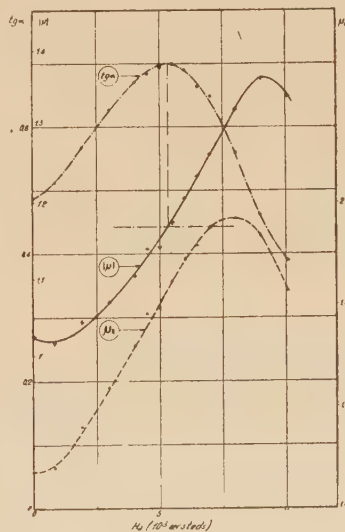


FIG. 56. — Courbes de résonance relatives à un échantillon de poudre de fer de charge $p = 0,20$ à $1,25$ cm de longueur d'onde.

TABLEAU XI. — MESURES A 3,2 CM DE LONGUEUR D'ONDE

POUDRE	p	μ_1	μ_2	$\operatorname{tg} \alpha$	ε_1	ε_2
Fer	0,11	1,13	0,243	0,215	4,66	0,12
	0,20	1,255	0,530	0,422	7,25	0,28
	0,25	1,313	0,685	0,522	9,06	0,40
	0,31	1,365	0,932	0,683	12,76	0,91
	0,35	1,41	1,03	0,730	14,90	1,22
	1	$(\mu_1)_f = 2,08$	$(\mu_2)_f = 4,41$	$\operatorname{tg} \alpha_f = 2,12$		
Nickel	0,10	0,946	0,171	0,181	5,40	0,16
	0,14	0,924	0,242	0,262	7,60	0,34
	0,186	0,882	0,301	0,341	9,28	0,55
	0,231	0,856	0,419	0,490	16,26	2,2
	1			$\operatorname{tg} \alpha_f = 1,84$		
Cobalt	0,104	1,115	0,165	0,148	5,92	0,286
	0,155	1,175	0,247	0,21	7,92	0,42
	0,195	1,228	0,333	0,271	9,00	0,37
	0,235	1,30	0,418	0,322	10,75	0,42
	0,276	1,333	0,482	0,361	14,55	0,71
	1	$(\mu_1)_f = 2,06$	$(\mu_2)_f = 2,8$	$\operatorname{tg} \alpha_f = 1,36$		
Permal- loy G	0,093	0,883	0,078	0,088	5,27	0,14
	0,153	0,788	0,101	0,128	7,78	0,303
	0,176	0,756	0,146	0,193	9,33	0,58
	0,237	0,756	0,241	0,319	12,46	0,42
	0,315	0,563	0,335	0,595	17,36	0,66
	1					
Permal- loy F	0,10	0,907	0,152	0,168	5,53	0,15
	0,155	0,835	0,221	0,265	7,45	0,34
	0,21	0,798	0,348	0,436	10,44	0,41
	0,26	0,72	0,403	0,559	15,03	0,90

mesures sur le nickel, qui possède la plus faible aimantation à saturation, sont-elles mentionnées à cette longueur d'onde. La grandeur qui varie le plus au cours de la résonance est $\operatorname{tg} \alpha$, dont la valeur maximum est environ quatre fois plus grande que la valeur initiale dans le cas du nickel pour $\lambda = 1,25$ cm, tandis que les variations de $|\mu|$ et μ_R sont au maximum de l'ordre de 50 %. Les courbes représentant $|\mu|$ et $\operatorname{tg} \alpha$ en fonction de H_a ont une forme caractéristique de la résonance et, lorsque l'amortissement n'est pas trop grand, la valeur de H_a pour laquelle $\operatorname{tg} \alpha$ est maximum est voisine de la moyenne arithmétique des valeurs du champ qui rendent $|\mu|$ minimum et maximum.

V-5. — Méthode d'étude de la résonance.

Pour mettre en lumière le processus de la résonance, nous avons trouvé intéressant de représenter sur une même courbe les valeurs des deux composantes de la perméabilité, en considérant le lieu que l'extrémité du vecteur $\mu = |\mu| e^{-j\alpha}$ décrit dans le plan complexe au cours de la résonance. Les valeurs de $|\mu|$ étant très voisines de l'unité, il est impos-

TABLEAU XII. — MESURES A 1,25 CM DE LONGUEUR D'ONDE

POUDRE	p	μ_1	μ_2	$\operatorname{tg} \alpha$	ε_1	ε_2
Fer	0,11	0,946	0,249	0,263	4,56	~ 0
	0,14	0,854	0,30	0,351	5,45	~ 0
	0,20	0,921	0,449	0,487	6,35	0,20
				$\operatorname{tg} \alpha_f = 2,50$		
Nickel	0,14	0,897	0,092	0,102	7,22	0,03
	0,186	0,837	0,151	0,18	9,55	~ 0
	0,231	0,723	0,130	0,18	16,11	1,15
				$\operatorname{tg} \alpha_f = 0,8$		
Cobalt	0,104	0,957	0,214	0,224	5,78	~ 0
	0,155	1,03	0,24	0,314	6,78	~ 0
	0,195	1,12	0,373	0,333	7,50	0,30
				$\operatorname{tg} \alpha_f = 2$		
Permal- loy G	0,093	0,77	0,043	0,056	5,81	0,02
Permal- loy F	0,10	0,916	0,0587	0,064	5,17	0,07
	0,21	0,866	0,133	0,154	8,56	0,40

sible de calculer $|\mu|$ par application de la loi logarithmique avec une précision suffisante, et de comparer entre eux les résultats expérimentaux obtenus pour différents échantillons d'une même poudre après extrapolation pour $p = 1$. Il faut se contenter de porter dans le plan complexe les valeurs expérimentales de la perméabilité de chaque échantillon. Afin de pouvoir comparer entre elles les courbes relatives à des échantillons différents, nous avons porté, sur les figures 57 et 58, les perméabilités réduites μ'_1 et μ'_2 obtenues de la façon suivante : si $\mu_1 - j\mu_2$ est la valeur mesurée de la perméabilité d'un échantillon pour un champ H_a , et $(\mu_1)_0 - j(\mu_2)_0$ la valeur de la perméabilité de cet échantillon pour $H_a = 0$, les perméabilités μ'_1 et μ'_2 sont :

$$\mu'_1 = \mu_1/(\mu_1)_0, \quad \mu'_2 = \mu_2/(\mu_1)_0.$$

La figure 57 se rapporte aux mesures faites sur la poudre de nickel ; on voit qu'à 1,25 cm de longueur d'onde on obtient comme lieux de μ' dans le plan complexe, pendant la résonance, des cercles centrés sur la droite $\mu'_1 = 1$ et décrits d'une manière non uniforme en fonction des variations de H_a . C'est au voisinage de la région où μ'_2 est maximum et $\mu'_1 = 1$ qu'une variation donnée de H_a entraîne la plus grande variation d'abscisse curviligne sur le cercle. A 3,2 cm de longueur d'onde, au contraire, les diagrammes obtenus pour les échantillons de nickel s'écartent beaucoup de la forme circulaire pour les faibles valeurs de H_a , et il en est de même à 1,25 cm en ce qui concerne le fer

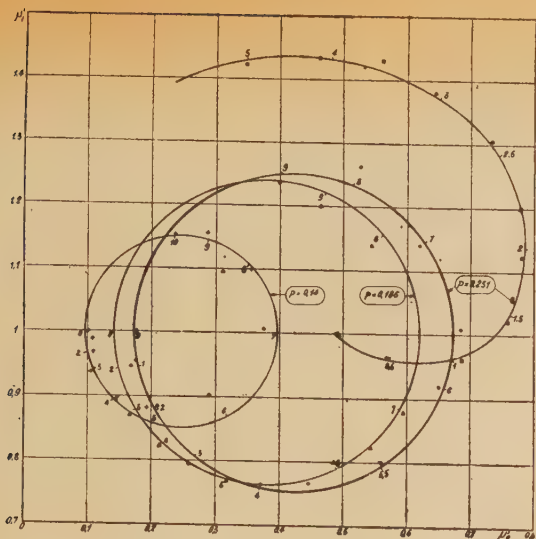


FIG. 57. — Diagramme de la perméabilité réduite $\mu' - j\mu''$ dans le plan complexe, d'échantillons de charges différentes de poudre de nickel. Les valeurs de H_a portées sur les courbes sont exprimées en 10^3 œersteds.

et le cobalt (fig. 58) même pour de grandes valeurs de H_a . Cette différence de comportement peut s'expliquer d'après l'analyse, faite au chapitre précédent, du comportement de ces poudres en fonction de la fréquence. Les longueurs d'onde de 3,2 cm pour la poudre de nickel et de 1,25 cm pour les

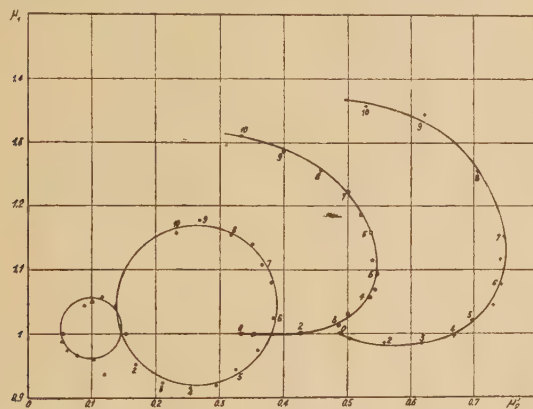


FIG. 58. — Diagrammes de la perméabilité réduite $\mu' - j\mu''$ dans le plan complexe pour différents échantillons à 1,25 cm de longueur d'onde. Les valeurs de H_a portées sur les courbes sont exprimées en 10^3 œersteds.

- o poudre de permalloy F $p = 0,21$
- Δ poudre de permalloy G $p = 0,093$
- + poudre de fer $p = 0,20$
- poudre de cobalt $p = 0,195$.

poudres de fer et de cobalt sont voisines de celles où $\text{tg } \alpha$ est maximum ; les causes de cette absorption (déplacement des parois et champs internes) continuent à se manifester dans les expériences de résonance induite jusqu'à ce que l'intensité du champ H_a soit suffisante pour saturer complètement le matériau. Il faut donc s'attendre à ce que, pour les faibles valeurs de H_a , la superposition de la dispersion et de l'absorption naturelles, et de la résonance induite, se manifeste par une déformation des courbes de résonance pure. Au contraire, à 1,25 cm

TABLEAU XIII. — VALEURS DE LA PERMÉABILITÉ DES ÉCHANTILLONS DE NICKEL EN FONCTION DU CHAMP EXTÉRIEUR H_a A 3,20 CM DE LONGUEUR D'ONDE POUR DIFFÉRENTES CHARGES.

p	H_a œersteds	$ \mu $	μ_R	$\text{tg } \alpha$	ε_1	ε_2
0,10	0	0,962	1,133	0,181	5,40	0,166
	530	0,96	1,134	0,190	5,39	0,165
	1 130	0,962	1,179	0,232	5,39	0,150
	1 660	0,99	1,234	0,255	5,39	0,150
	2 260	1,036	1,284	0,247	5,38	0,151
	2 690	1,065	1,298	0,225	3,38	0,164
	3 160	1,083	1,291	0,195	5,41	0,156
	3 650	1,094	1,27	0,163	5,39	0,167
	4 200	1,088	1,23	0,133	5,37	0,162
	5 050	1,079	1,187	0,101	5,37	0,161
0,14	0	0,955	1,198	0,262	7,60	0,336
	530	0,951	1,217	0,292	7,60	0,328
	1 130	0,956	1,280	0,360	7,53	0,302
	1 660	1,019	1,385	0,385	7,57	0,310
	2 260	1,083	1,447	0,357	7,57	0,308
	2 690	1,12	1,463	0,322	7,57	0,307
	3 160	1,144	1,444	0,272	7,57	0,330
	3 650	1,156	1,406	0,222	7,56	0,338
	4 200	1,151	1,354	0,179	7,57	0,337
	5 050	1,122	1,286	0,148	7,56	0,329
0,186	0	0,933	1,234	0,342	9,28	0,550
	530	0,944	1,306	0,415	9,24	0,595
	1 130	0,976	1,421	0,512	9,25	0,603
	1 660	1,051	1,644	0,530	9,23	0,617
	2 260	1,161	1,674	0,493	9,25	0,596
	2 690	1,194	1,665	0,429	9,22	0,582
	3 160	1,218	1,634	0,363	9,24	0,582
	3 650	1,224	1,569	0,295	9,21	0,586
	4 200	1,209	1,482	0,232	9,23	0,624
	5 050	1,18	1,387	0,178	9,21	0,620
0,231	0	0,953	1,371	0,490	16,26	2,21
	530	0,958	1,440	0,582	16,24	2,19
	1 130	1,018	1,617	0,726	16,23	2,28
	1 430	1,093	1,739	0,740	16,22	2,22
	1 660	1,120	1,775	0,721	16,25	2,23
	1 960	1,168	1,837	0,699	16,44	2,13
	2 260	1,226	1,895	0,649	16,34	2,05
	2 690	1,280	1,907	0,560	16,32	2,11
	3 160	1,303	1,854	0,466	16,24	2,03
	3 650	1,314	1,795	0,392	16,15	2,01
	4 200	1,299	1,693	0,319	16,04	2,20
	5 050	1,253	1,550	0,242	16,12	2,18

de longueur d'onde, on se trouve pour la poudre de nickel assez loin de la zone d'absorption naturelle, et le phénomène observé est principalement dû à la résonance induite. Il en est de même pour les poudres de permalloy, pour lesquelles on obtient encore des diagrammes circulaires (fig. 58) les centres de ces cercles se plaçant toutefois au-dessus de la droite $\mu' = 1$; ceci provient peut-être des grandes dimensions des grains de ces poudres, la perméabilité mesurée étant alors notablement différente de la perméabilité vraie.

Comparons ces résultats à ceux de la théorie ; posons :

$$(89) \quad u = \omega \chi_0 / \sqrt{\gamma^2 M_s^2 + \lambda^2},$$

$$(90) \quad \lambda_1 = \lambda / \sqrt{\gamma^2 M_s^2 + \lambda^2}.$$

On tire alors de (86) :

$$\frac{1}{4\pi\chi_x} = \frac{1}{\mu-1} = \frac{\omega\sqrt{1-\lambda_1^2}}{4\pi\sqrt{\gamma^2 M_s^2 + \lambda^2}} \times \left[\frac{1 + j\lambda_1 u}{u\sqrt{1-\lambda_1^2}} - \frac{u\sqrt{1-\lambda_1^2}}{1 + j\lambda_1 u} \right]$$

ou

$$(91) \quad 1/(\mu-1) = K(z-1/z),$$

en posant :

$$(92) \quad K = \frac{\omega\sqrt{1-\lambda_1^2}}{4\pi\sqrt{\gamma^2 M_s^2 + \lambda^2}},$$

$$(93) \quad z = \frac{1 + j\lambda_1 u}{u\sqrt{1-\lambda_1^2}}.$$

Le point d'affixe z décrit dans le plan complexe la demi-droite AD (fig. 59), parallèle à l'axe réel et coupant l'axe imaginaire au point d'affixe $j\lambda_1/\sqrt{1-\lambda_1^2}$ lorsque u varie de l'infini à zéro, c'est-à-dire lorsque H_z varie de 0 à l'infini. La transformée de cette demi-droite dans une inversion de

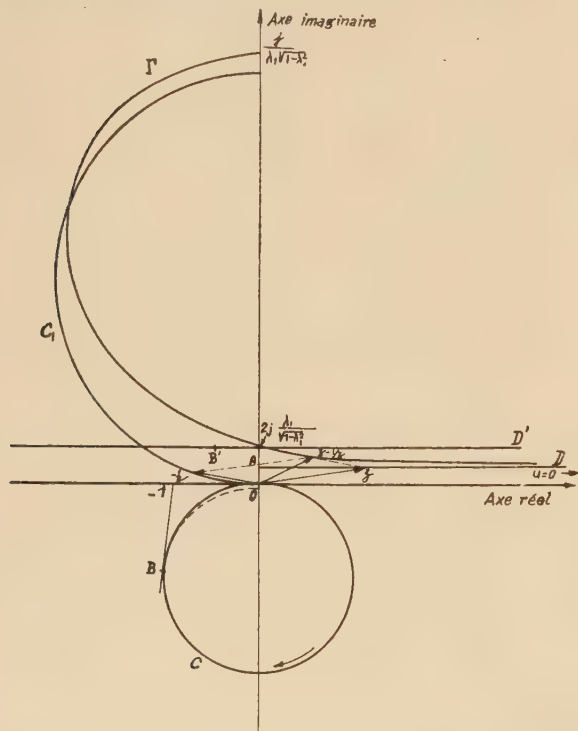


FIG. 59. — Diagramme théorique de $1/(\mu-1)$ et de son inverse dans le plan complexe ; pour ne pas surcharger la figure on a supposé $K=1$. La flèche indique le sens des u croissants sur le cercle C.

puissance -1 est le demi-cercle C_1 , et le point d'affixe $(z-1)/z$ décrit la courbe Γ qui coupe l'axe imaginaire au point d'affixe $j2\lambda_1/\sqrt{1-\lambda_1^2}$ correspondant à $|z|=1$ ou $u=1/\sqrt{1-2\lambda_1^2}$. La courbe Γ' représentant la variation de $1/(\mu-1)$ se déduit de Γ par une homothétie de centre O et de rapport K . Si on suppose que λ_1 tend vers zéro, Γ' tend à se confondre avec l'axe réel. Pour des valeurs de λ_1 très petites devant 1, les courbes transformées, par une inversion de centre O et de puissance 1, de Γ' et de la

TABLEAU XIV. — VALEURS DE LA PERMÉABILITÉ DES ÉCHANTILLONS DE NICKEL, EN FONCTION DU CHAMP EXTÉRIEUR H_a A 1,25 CM DE LONGUEUR D'ONDE POUR DIFFÉRENTES CHARGES.

p	H_a (oersteds)	$ \mu $	μ_R	$\lg \alpha$	ϵ_1
0,14	0	0,902	0,994	0,102	7,22
	850	0,896	0,994	0,106	7,24
	1 940	0,874	0,972	0,113	7,29
	3 030	0,844	0,939	0,113	7,38
	4 130	0,817	0,949	0,163	7,36
	5 020	0,814	0,988	0,219	7,21
	5 970	0,854	1,116	0,322	6,95
	7 000	0,963	1,300	0,374	6,79
	7 840	1,038	1,358	0,324	6,82
	9 150	1,069	1,328	0,250	6,80
	10 090	1,057	1,270	0,207	6,84
0,186	0	0,85	1,00	0,180	9,55
	1 940	0,804	0,945	0,179	9,66
	3 030	0,743	0,884	0,192	9,59
	4 020	0,711	0,889	0,258	9,90
	5 020	0,697	0,963	0,415	9,59
	5 970	0,784	1,191	0,608	8,86
	6 500	0,826	1,281	0,659	9,00
	7 000	0,958	1,456	0,608	8,92
	8 000	1,057	1,512	0,477	8,95
	9 000	1,077	1,466	0,388	8,98
	10 090	0,954	1,214	0,284	9,60
0,231	0	0,735	0,865	0,180	16,11
	850	0,730	0,857	0,176	16,05
	1 940	0,702	0,830	0,185	16,13
	3 030	0,656	0,808	0,238	16,03
	4 020	0,603	0,790	0,326	16,90
	5 020	0,613	0,882	0,487	16,00
	5 500	0,646	0,978	0,602	15,29
	5 970	0,712	1,118	0,692	14,61
	6 500	0,815	1,285	0,708	14,05
	7 000	0,881	1,378	0,680	14,04
	8 000	0,939	1,388	0,544	13,71
	9 000	0,988	1,367	0,415	14,40
	10 090	0,939	1,228	0,324	15,00

droite D' parallèle à l'axe réel et coupant l'axe imaginaire au point $j2K\lambda_1/\sqrt{1-\lambda_1^2}$, sont très voisines. La transformée de D' est un cercle C tangent en O à l'axe réel et coupant l'axe imaginaire au point $-j\sqrt{1-\lambda_1^2}/2K\lambda_1 = -j2\pi(\gamma^2 M_s^2 + \lambda^2)/\omega\lambda$; la transformée L de Γ' qui représente la variation de $\mu-1$ est une courbe non fermée tangente en O à l'axe réel, passant par le point $-j2\pi(\gamma^2 M_s^2 + \lambda^2)/\omega\lambda$ et dont le troisième point situé sur l'axe imaginaire a pour affixe $-j\lambda_1\sqrt{1-\lambda_1^2}/K = -j4\pi\lambda/\omega$. Si on considère les valeurs trouvées par YAGER pour la fréquence de relaxation λ , on constate que les valeurs du rapport $(4\pi\lambda/\omega)/[2\pi(\gamma^2 M_s^2 + \lambda^2)/\omega\lambda]$ sont très faibles (environ 3.10^{-3} pour le nickel), c'est-à-dire que les courbes L et C sont sensiblement confondues. On retrouve ainsi des cercles semblables à ceux obtenus expérimentalement. Le maximum de l'angle de pertes α correspond au point B de contact de la tangente menée au cercle C par le point d'abscisse -1 de l'axe réel, et de ce cercle. B est l'inverse du point B' d'abscisse $-1/2$ de la droite D' . Pour des valeurs très petites de λ_1 on a sensi-

blement, d'après (93) : $z \simeq 1/u$, et la valeur u_0 de u correspondant au maximum de α est donnée par l'équation :

$$K(1/u_0 - u_0) = -1/2.$$

La valeur H'_z du champ H_z pour laquelle α est maximum est alors donnée, par la relation

$$(94) \quad \omega = \gamma \sqrt{H'_z(H'_z + 2\pi M_s)}.$$

Si on suppose la fréquence de relaxation λ très petite, le rayon du cercle C est très grand et tend

TABLEAU XV. — VALEURS EXPÉRIMENTALES DE LA PERMEABILITÉ DES ÉCHANTILLONS DE PERMALLOY EN FONCTION DU CHAMP EXTÉRIEUR H_a A 1,25 CM DE LONGUEUR D'ONDE POUR DIFFÉRENTES CHARGES.

POUDRE	P	H_a (œrstedes)	$ \mu $	μ_R	$\text{tg } \alpha$	ϵ_1
G	0,093	0	0,772	0,815	0,055	5,81
		850	0,762	0,804	0,055	5,87
		1 940	0,752	0,800	0,063	5,89
		3 030	0,746	0,806	0,080	5,90
		4 020	0,742	0,822	0,109	5,91
		5 020	0,752	0,844	0,128	5,85
		5 970	0,786	0,897	0,143	5,73
		7 000	0,811	0,916	0,131	5,67
		8 000	0,819	0,908	0,109	5,66
		9 000	0,812	0,890	0,097	5,70
F	0,10	10 090	0,808	0,876	0,084	5,71
		0	0,919	0,978	0,064	5,17
		850	0,917	0,976	0,064	5,14
		1 940	0,894	0,958	0,072	5,25
		3 030	0,885	0,962	0,088	5,26
		4 020	0,880	0,977	0,111	5,26
		4 520	0,876	0,986	0,127	5,26
		5 020	0,891	1,012	0,136	5,23
		5 500	0,908	1,042	0,150	5,17
		5 970	0,938	1,083	0,156	5,11
	0,21	6 500	0,970	1,119	0,156	5,04
		7 000	0,981	1,127	0,150	5,04
		7 500	1,005	1,140	0,136	4,99
		8 000	1,015	1,141	0,125	4,97
		9 000	1,022	1,130	0,106	4,97
		10 090	1,013	1,106	0,092	4,98
		0	0,876	1,009	0,154	8,56
		1 940	0,836	0,984	0,180	8,54
		3 030	0,819	1,003	0,230	8,57
		4 020	0,821	1,041	0,279	8,56
		4 520	0,836	1,093	0,322	8,56
		5 020	0,865	1,148	0,346	8,55
		5 500	0,901	1,213	0,369	8,54
		5 970	0,947	1,278	0,374	8,50
		6 500	0,991	1,322	0,354	8,49
		7 000	1,011	1,328	0,331	8,47
		7 500	1,032	1,337	0,304	8,47
		8 000	1,046	1,324	0,275	8,43
		9 000	1,046	1,278	0,227	8,45
		10 090	1,022	1,222	0,200	8,46

vers l'infini lorsque λ tend vers zéro. Les valeurs maximums de $|\mu|$ et de μ_R deviennent infiniment grandes et se produisent lorsque $z - 1/z \simeq 0$, c'est-à-dire lorsque $u \simeq 1$. Le champ H'_z pour lequel $|\mu|$ et μ_R sont maximums est donc tel que

$$(95) \quad \omega = \gamma H'_z.$$

De même, les valeurs minimums de $|\mu|$ et μ_R tendent vers zéro et ont lieu pour $K(z - 1/z) = -1$, ou, $K(1/u - u) = -1$. D'où, pour le champ H'''_z correspondant :

$$(96) \quad \omega = \gamma \sqrt{H'''_z(H'''_z + 4\pi M_s)}.$$

TABLEAU XVI. — VALEURS EXPÉRIMENTALES DE LA PERMEABILITÉ DES ÉCHANTILLONS DE FER EN FONCTION DU CHAMP EXTÉRIEUR H_a A 1,25 CM DE LONGUEUR D'ONDE POUR DEUX CHARGES DIFFÉRENTES.

P	H_a (œrstedes)	$ \mu $	μ_R	$\text{tg } \alpha$	ϵ_1
0,11	0	0,977	1,226	0,263	4,56
	850	0,973	1,225	0,268	4,57
	1 940	0,979	1,251	0,289	4,54
	3 030	0,984	1,276	0,310	4,52
	4 020	1,013	1,333	0,333	4,46
	5 020	1,029	1,368	0,349	4,45
	5 970	1,043	1,394	0,356	4,46
	7 000	1,072	1,420	0,344	4,40
	8 000	1,095	1,437	0,329	4,44
	9 000	1,121	1,444	0,301	4,46
0,20	10 090	1,13	1,382	0,229	4,47
	0	1,024	1,473	0,487	6,35
	850	1,016	1,481	0,514	6,36
	1 940	1,044	1,559	0,567	6,32
	3 030	1,070	1,639	0,627	6,30
	4 020	1,105	1,720	0,671	6,34
	4 520	1,140	1,783	0,683	6,30
	5 020	1,143	1,795	0,695	6,32
	5 500	1,174	1,847	0,699	6,31
	5 970	1,206	1,890	0,689	6,26
	6 500	1,235	1,918	0,663	6,28
	7 000	1,264	1,952	0,649	6,26
	8 000	1,324	1,970	0,558	6,22
	9 000	1,364	1,936	0,461	6,19
	10 090	1,340	1,827	0,390	6,22

Sur les courbes de résonance des figures 51 à 56, on constate que le champ correspondant au maximum de $\text{tg } \alpha$ est peu différent de la moyenne arithmétique des champs correspondant au minimum et au maximum de $|\mu|$. D'après (90), (91) et (92), on a :

$$\frac{1}{2} (H''_z + H'''_z) - H'_z =$$

$$\frac{\omega}{\gamma} \left[\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + \frac{\pi^2 \gamma^2 M_s^2}{\omega^2}} - \sqrt{1 + \frac{\pi^2 \gamma^2 M^2}{\omega^2}} \right].$$

A 1,25 cm de longueur d'onde, l'écart relatif entre $(H''_z + H'''_z)/2$ et H'_z est égal, en prenant les valeurs données plus loin pour M_s et en supposant $\gamma/2\pi$ voisin de 2,80 mégacycles/seconde/œrsted, à 1,5 % pour le nickel et à 4 % pour le permalloy. Ces écarts sont trop faibles pour être déterminés sur les courbes de résonance, où le minimum de $|\mu|$ ne peut être déterminé avec une précision suffisante. L'écart serait plus grand pour le fer et le cobalt, mais alors le maximum et le minimum de $|\mu|$ n'apparaissent pas sur les courbes.

V-6. — Détermination de g .

La détermination expérimentale de H'_z , H''_z , H'''_z permet de calculer γ ou g de trois manières

différentes, les fréquences de relaxation étant suffisamment petites pour que les relations (94), (95), (96) soient encore applicables. Les résultats des mesures sur les cinq poudres étudiées montrent que les variations de $|\mu|$ et μ_R sont lentes. Du fait des

TABLEAU XVII. — VALEURS EXPÉRIMENTALES DE LA PERMÉABILITÉ DE DEUX ÉCHANTILLONS DE COBALT, DE CHARGES DIFFÉRENTES, EN FONCTION DU CHAMP EXTÉRIEUR H_a A 1,25 CM DE LONGUEUR D'ONDE.

p	H_a (œrstedes)	$ \mu $	μ_R	$\text{tg } \alpha$	ε_1
0,104	0	0,981	1,196	0,224	5,78
	850	0,984	1,211	0,237	5,81
	1 940	0,996	1,257	0,273	5,73
	3 030	1,016	1,310	0,302	5,73
	4 020	1,038	1,360	0,326	5,68
	5 020	1,071	1,407	0,331	5,63
	5 970	1,106	1,447	0,324	5,59
	6 500	1,120	1,456	0,315	5,57
	7 000	1,131	1,459	0,302	5,57
	8 000	1,138	1,443	0,278	5,56
	9 000	1,146	1,412	0,239	5,57
	10 090	1,149	1,377	0,202	5,55
0,195	0	1,180	1,553	0,333	7,50
	850	1,185	1,579	0,352	7,47
	1 940	1,222	1,698	0,423	7,17
	3 030	1,259	1,802	0,478	7,38
	3 470	1,282	1,843	0,486	7,33
	4 020	1,325	1,923	0,506	7,23
	4 520	1,342	1,950	0,508	7,29
	5 020	1,369	1,980	0,499	7,24
	5 500	1,416	2,017	0,482	7,20
	5 970	1,428	2,028	0,463	7,18
	6 500	1,451	2,034	0,439	7,17
	7 000	1,475	2,038	0,413	7,17
	8 000	1,497	2,010	0,365	7,10
	9 000	1,510	1,957	0,310	7,10
	10 090	1,516	1,894	0,257	7,01

faibles valeurs de H''_z , l'erreur relative commise dans le calcul de γ d'après (96) est considérable, de sorte que nous considérerons seulement les valeurs de g obtenues d'après (94) et (95). On constate que les maximums observés de μ_R et de $|\mu|$ ne se produisent pas pour la même valeur du champ. Ceci doit être attribué au fait que ces perméabilités sont les perméabilités globales des échantillons, et non les perméabilités vraies des grains eux-mêmes. Mais le maximum de μ_R correspond à la valeur maximum de l'énergie dissipée sous forme magnétique dans l'échantillon et par conséquent dans la poudre ; c'est donc la valeur du champ rendant μ_R maximum qui doit être introduite dans (95).

Dans le tableau XVIII, H'_a et H''_a sont les valeurs du champ appliqué pour lesquelles on observe les maximums de $\text{tg } \alpha$ et μ_R respectivement. On en déduit les valeurs H'_e et H''_e à introduire dans (94) et (95) d'après (88). Les valeurs calculées correspondantes du facteur g de LANDÉ sont désignées par g' et g'' . $\Delta H'_a$ et $\Delta H''_a$ représentent les limites des erreurs commises dans la détermination de H'_a et H''_a sur les courbes expérimentales de $\text{tg } \alpha$ et μ_R en fonction de H_a , et $\Delta g'$ et $\Delta g''$ sont les erreurs correspondantes sur g' et g'' . L'évaluation de l'influence des erreurs expérimentales sur la position des maximums de $\text{tg } \alpha$ et μ_R est difficile, mais la comparaison des valeurs de g obtenues pour différents échantillons permet de se rendre compte de la précision globale. Les valeurs de M_s utilisées pour les différents matériaux sont les suivantes :

Nickel : $M_s = 497,5$ (Néel [50])
 Permalloy : $M_s \simeq 850$ (Josso [51])
 Cobalt : $M_s \simeq 1400$
 Fer : $M_s \simeq 1700$ (Bozorth [52]).

TABLEAU XVIII. — DÉTERMINATION DE g D'APRÈS LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX.

POUDRE	λ (cm)	p	H'_a (œrstedes)	H'_e	$\Delta H'_a$	g'	$\Delta g'$	H''_a (œrstedes)	H''_e	$\Delta H''_a$	g''	$\Delta g''$
NICKEL	3,20	0,10	1 830	2 038	± 20	2,07	$\pm 0,02$	2 800	3 008	± 50	2,22	$\pm 0,04$
		0,14	1 670	1 962	± 20	2,12	$\pm 0,02$	2 700	2 992	± 50	2,24	$\pm 0,04$
		0,186	1 610	1 998	± 20	2,09	$\pm 0,02$	2 560	2 948	± 100	2,27	$\pm 0,07$
		0,231	1 450	1 931	± 50	2,14	$\pm 0,04$	2 550	3 031	± 50	2,21	$\pm 0,04$
	1,25	0,14	6 720	7 012	± 40	2,03	$\pm 0,01$	8 000	8 292	± 200	2,07	$\pm 0,05$
		0,186	6 440	6 828	± 40	2,08	$\pm 0,01$	8 000	8 388	± 200	2,04	$\pm 0,05$
		0,231	6 360	6 841	± 80	2,08	$\pm 0,02$	7 800	8 281	± 200	2,07	$\pm 0,05$
PERMALLOY G	1,25	0,093	6 060	6 391	± 50	1,98		7 300	7 631	± 200	2,25	$\pm 0,06$
PERMALLOY F	1,25	0,10	6 200	6 556	± 50	1,94		7 800	8 156	± 200	2,10	$\pm 0,05$
		0,21	5 800	6 550	± 50	1,94		7 300	8 050	± 200	2,13	$\pm 0,05$
COBALT	1,25	0,104	5 000	5 610	± 100	1,9		6 900	7 510	± 200	2,28	$\pm 0,05$
		0,195	4 360	5 500	± 100	1,93		6 600	7 740	± 200	2,21	$\pm 0,05$
FER	1,25	0,11	5 900	6 680	± 100	1,59		8 000	8 780	± 200	1,95	
		0,20	5 400	6 820	± 100	1,58		8 000	9 420	± 200	1,82	

Des impuretés peuvent modifier l'aimantation à saturation des poudres utilisées, et dans le cas du permalloy cette aimantation varie assez rapidement avec la composition. Les erreurs qui peuvent ainsi s'introduire dans le calcul de g , influent sur la valeur g' mais interviennent très peu dans le calcul de g'' ($H''_e - H''_a$ étant relativement petit devant H''_a pour les charges considérées). On constate que les écarts entre les valeurs calculées de g' pour différents échantillons d'une même poudre sont inférieurs à 4 % et qu'il en est de même pour les valeurs de g'' , sauf pour la poudre de fer. Dans ce dernier cas d'ailleurs, les valeurs de g' et g'' sont inférieures à 2 et elles diffèrent beaucoup entre elles ; ces résultats sont certainement erronés, comme on peut le prévoir du fait de la déformation considérable du diagramme de μ dans le plan complexe, mentionnée précédemment. Dans ce cas, le phénomène observé s'éloigne fortement d'une résonance ferromagnétique pure et l'application des relations (90) et (91) conduit nécessairement à des résultats incorrects. Il en est de même pour la poudre de cobalt en ce qui concerne les valeurs de H_a inférieures à 5.000 ou 6.000 œersteds. Les valeurs calculées de g'' sont en bon accord avec la valeur $g = 2,22$ donnée par KITTEL [48] d'après les résultats obtenus par différents expérimentateurs. Les valeurs de g'' calculées pour deux échantillons de la poudre de permalloy F (2,10 et 2,13) se placent également bien dans l'intervalle des valeurs obtenues par d'autres expérimentateurs sur du permalloy massif ($g = 2,07 - 2,14$). La valeur $g'' = 2,25$ obtenue pour le permalloy G est plus grande ; cet écart peut provenir d'erreurs expérimentales et également du fait que les grains ont de grandes dimensions et des formes très irrégulières. Les valeurs de g' obtenues d'après les mesures à 3,2 cm de longueur d'onde sur les échantillons de nickel sont, en moyenne, inférieures de 6 % aux valeurs correspondantes de g'' ; mais il faut remarquer que, pour les intensités des champs qui servent au calcul de g' , on se trouve dans la zone où le diagramme de μ n'est pas encore circulaire. L'accord avec la valeur $g = 2,2$ donnée dans la littérature d'après des expériences faites sur du nickel massif est encore satisfaisant. A 1,25 cm de longueur d'onde les valeurs obtenues pour g' et g'' sont très voisines, mais leur moyenne ($g = 2,06$) est sensiblement inférieure aux valeurs trouvées pour $\lambda = 3,4$ cm, alors qu'on se trouve au delà de la zone d'absorption naturelle, comme en témoignent les diagrammes circulaires obtenus.

Il faut remarquer qu'au cours de la résonance μ_R varie, ce qui entraîne une variation correspondante de la pénétration dans les grains. Si ceux-ci présentent une structure hétérogène, due par exemple à une oxydation superficielle et à une résistivité non uniforme, le diagramme de résonance doit être déformé ; ceci peut mener à des valeurs de g anormales.

CONCLUSIONS

Cette étude a nécessité l'emploi d'un appareillage très divers dont les différents éléments ont été adaptés ou construits en vue de la mesure des poudres ferromagnétiques enrobées dans un diélectrique. Aux fréquences inférieures à 40 Mc/s, où l'emploi de bobines démontables est justifié, la mesure de noyaux de perméabilité relativement faible exige une grande reproductibilité des montages utilisés ; nous avons indiqué les précautions prises pour éliminer les influences parasites et montré la nécessité de déterminer la variation de la capacité répartie de la bobine, provoquée par l'introduction de noyaux de pouvoir inducteur spécifique sensiblement plus grand que l'unité. Les méthodes de mesure aux ondes centimétriques ont été étudiées, ainsi que les précautions prises pour réduire l'influence des erreurs expérimentales. L'examen micrographique des échantillons a permis de contrôler leur homogénéité et l'isolement des grains. La mesure de la perméabilité complexe d'un même matériau dans un large domaine de fréquences nous a permis de comparer les résultats obtenus pour les cinq poudres de fer, de nickel, de cobalt et de permalloy étudiées. Pour ces poudres, les modules de la perméabilité et du pouvoir inducteur spécifique des mélanges obéissent à des lois logarithmiques simples, tandis que la tangente de l'angle de pertes varie proportionnellement à la charge, sauf dans le cas de la poudre la plus grosse aux ondes les plus courtes utilisées. Grâce au calcul des pertes par courants de FOUCAULT aux moyennes fréquences, nous avons pu déceler l'existence d'une résistivité apparente supérieure à la normale, principalement pour la poudre de cobalt. L'existence de pertes par courants de FOUCAULT anormales dans les poudres de permalloy est moins sûre, à cause des formes irrégulières des grains.

En ce qui concerne les poudres de permalloy considérées, pour lesquelles la dispersion et l'absorption de la perméabilité ont lieu à des fréquences assez basses pour que l'aimantation soit principalement attribuable au déplacement des parois des domaines, nous avons montré que, en introduisant une valeur de la dimension des domaines convenable dans les formules de POLIVANOV, il est possible d'obtenir des différences très faibles entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales. Pour les poudres plus fines et de perméabilité plus faible, de fer, de nickel et de cobalt, l'absorption qui se produit vers les ondes centimétriques doit être partiellement due à des résonances provoquées par des champs internes. Les expériences faites en présence d'un champ magnétique extérieur nous ont permis de mettre en évidence la variation de μ au cours de la résonance. Nous avons montré que les diagrammes de μ dans le plan complexe, qui sont circulaires dans le cas d'une résonance ferromagnétique pure, s'écartent

de cette forme lorsque la fréquence est voisine de la fréquence d'absorption naturelle, et dans ce cas les valeurs calculées du facteur g de LANDÉ sont incorrectes. Dans les autres cas les valeurs obtenues pour g sont voisines de celles données par différents expérimentateurs pour des matériaux massifs.

Je tiens à exprimer ma respectueuse reconnaissance à M. le Professeur E. DARMOIS, Directeur du Laboratoire d'Enseignement de Physique de la Sorbonne, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et pour avoir bien voulu m'autoriser à effectuer une partie des mesures dans son laboratoire, ainsi qu'à M. R. BUREAU, Directeur du Laboratoire National de Radioélectricité, qui m'a obligeamment permis d'effectuer mes recherches dans son laboratoire.

J'adresse mes très vifs remerciements à M. P. ABADIE, Ingénieur en Chef au Laboratoire National de Radioélectricité, dont les conseils m'ont été précieux, et qui a grandement facilité ma tâche en mettant aimablement à ma disposition les appareils du Département Métrologie, ainsi qu'à M. I. EPELBOIN, Chargé de Recherches au Centre National de la Recherche Scientifique, qui m'a proposé cette étude et l'a constamment guidée avec bienveillance.

J'exprime ma gratitude à M. L. KAHANE du Laboratoire de Recherche et de Contrôle du Caoutchouc, pour le soin avec lequel il s'est chargé de la préparation des mélanges que j'ai utilisés.

Je dois également adresser mes remerciements au personnel du Laboratoire National de Radioélectricité, dont le concours dévoué m'a été des plus utiles.

La bourse de recherches qui m'a été généreusement offerte par le Centre National d'Études des Télécommunications pour mener à bien cette étude, m'a été enfin d'un très précieux appui.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ALLANSON (J. T.), La perméabilité de matériaux ferromagnétiques aux fréquences comprises entre 10^5 et 10^{10} c/s. (The permeability of ferromagnetic materials at frequencies between 10^5 and 10^{10} c/s.) *J. Inst. Elect. Engrs.*, G.-B. (déc. 1945), **92**, III, pp. 247-255.
- [2] SMIDT (J.), Perméabilité en haute fréquence. (High frequency permeability.) *Appl. Sci. Res.*, Netherl. (1948), **1**, n° 2, pp. 127-134.
- [3] WIEBERINK (A.), KRONIG (R.), Anomalies dans le comportement magnétique d'un alliage fer-nickel aux fréquences très élevées. (Anomalous magnetic behaviour of nickel-iron at high frequencies.) *Nature*, G.-B. (2 oct. 1948), **162**, n° 4.118, pp. 527-528.
- [4] JOHNSON (M. H.), RADO (G. T.), Ferromagnétisme en très hautes fréquences. 2^e partie ; Méthode de mesure et processus d'aimantation. (Ferromagnetism at very high frequencies. Method of measurement and processes of magnetization.) *Phys. Rev.*, U. S. A. (mars 1949), **75**, n° 5, pp. 841-864.
- [5] HODSMAN (G. F.), EICHHOLZ (G.), MILLERSHIP (R.), Dispersion magnétique aux hyperfréquences. (Magnetic dispersion at microwave frequencies.) *Proc. Phys. Soc.*, G.-B. (juin 1949), **62**, n° 354 B, pp. 377-390.
- [6] ARKADIEW (W.), Théorie du champ électromagnétique dans les métaux ferromagnétiques. (Eine Theorie des elektromagnetischen Feldes in den ferromagnetischen Metallen.) *Phys. Z.*, Dtschl., (1913), **14**, p. 928. — Sur la spectroscopie magnétique et électrique. (Ueber magnetische und elektrische Spektroskopie.) *Z. Phys.*, Dtschl. (1924), **27**, p. 37.
- [7] KITTEL (C.) Théorie de la dispersion de la perméabilité magnétique dans les matériaux ferromagnétiques, aux hyperfréquences. (Theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic materials at microwave frequencies.) *Phys. Rev.*, U. S. A. (sept. 1946), **70**, n° 5-6, pp. 281-290.
- [8] BECKER (R.), La dynamique de la paroi de BLOCH et la perméabilité en haute fréquence. *J. Phys. Radium*, Fr. (mars 1951), **12**, n° 3, pp. 332-338.
- [9] POLIVANOV (K.), Propriétés des ferromagnétiques dans les champs faibles. *Bull. Acad. Sci.*, U. R. S. S., Sér. Phys. (1948), **12**, n° 2, pp. 98-115.
- [10] PANNETIER (P.), Étude du comportement des poudres magnétiques aux fréquences inférieures à 50 Mc/s à l'aide des bobines à enroulements démontables. *Diplôme d'Études Supérieures*, Paris, mars 1950.
- [11] THIEN-CHI (N.) — Analyse granulométrique par sédimentation : applications à la métallurgie des poudres. *Métaux et Corrosion*, Fr. (1948), **24**, pp. 137-146.
- [12] ABADIE (P.), EPELBOIN (I.) — Sur une méthode d'étude de la texture magnétique. *C. R. Acad. Sci.*, Fr. (1948), **226**, pp. 1706-1708.
- [13] EPELBOIN (I.) — Nouvelle méthode d'étude des ferromagnétiques dans les champs alternatifs faibles. Application à quelques alliages. *Thèse*, Paris, 1946.
- [14] EPELBOIN (I.) — Étude des métaux par les ondes hertziennes à l'aide des perméamètres à enroulements démontables. *Onde Electr.*, Fr. (août-sept. 1948), v. 28, n° 257, pp. 322-327.
- [15] DIEUDONNÉ (J.) — Étude et réalisation d'un pont de MAXWELL destiné aux mesures magnétiques aux fréquences radioélectriques. *Diplôme d'Études Supérieures*, Paris (déc. 1950).
- [16] ABADIE (P.), Sur une méthode de mesure d'impédances en haute fréquence utilisant des courbes de résonance sur lignes. *C. R. Acad. Sci.*, Fr. (fév. 1948), **226**, n° 6, pp. 474-475.
- [17] MONTGOMERY (C. G.), Technique des mesures hyperfréquences. (Technique of Microwave measurements.) *Mc Graw-Hill Book Co*, U. S. A. (1947), 927 p.
- [18] OLLENDORF., *Arch. Electrotech.*, Dtschl. (1931), **25**, p. 436.
- [19] DOEBKE (W.), Mélanges ferromagnétiques. (Ferromagnetische Mischkörper.) *Z. Tech. Phys.* Dtschl. (1930), **11**, n° 1, pp. 12-16.
- [20] HOWE (G. W. O.), Noyaux en poudre de fer pour bobines. (Iron powder compound cores for coils.) *Wireless Engrs.*, U. S. A (1933), **10**, n° 2, p. 1.
- [21] LEGG (V. E.), GIVEN (E. J.), Permalloy au molybdène en poudre comprimée pour bobines de self de haute qualité. (Compressed powdered molybdenum permalloy for high quality inductance coils.) *Bell Syst. techn. J.* (juil. 1940), **19**, n° 3, pp. 385-406.
- [22] EPELBOIN (I.), MARAIS (A.), PANNETIER (P.), Méthode d'étude des métaux à l'aide de perméamètres à enroulements démontables. *Rev. métallurg.*, Fr. (mai 1949), **XLVI**, n° 5, pp. 315-318.

- [23] LICHTENECKER (K.), Sur la résistance de certains agglomérats conducteurs. (Ueber den Widerstand gewisser zusammengesetzter körperlicher Leiter.) *Phys. Z., Dtschl.* (1918), **19**, pp. 374 et suivantes.
- [24] LICHTENECKER (K.), *Phys. Z., Dtschl.*, (1926), **27**, p. 115 et suivantes.
- [25] LICHTENECKER (K.), Théorie des mélanges en tant que problème des probabilités. (Mischkörpertheorie als Wahrscheinlichkeitsproblem.) *Phys. Z., Dtschl.* (1929), **30**, pp. 805-809.
- [26] BIRKS (J. B.), La mesure de la perméabilité de matériaux ferromagnétiques de faible conductibilité aux longueurs d'ondes centimétriques. (The measurement of the permeability of low-conductivity ferromagnetic materials at centimetre wave lengths.) *Proc. phys. Soc., G.-B.* (1948), **60**, pp. 282-292.
- [27] BIRKS (J. B.), La dispersion magnétique aux ondes ultra-courtes dans une poudre de fer-carbonyle. (Microwave magnetic dispersion in carbonyl iron powder.) *Phys. Rev., U. S. A.* (oct. 1948), **74**, n° 7, pp. 843-844.
- [28] ABADIE (P.), EPELBOIN (I.), PISTOULET (B.) — Sur l'intérêt de l'étude aux ondes hertziennes des poudres magnétiques. *C. R. Acad. Sci., Fr.* (oct. 1950), **231**, n° 16, pp. 762-764.
- [29] PAGE (L.), Moments magnétiques aux hautes fréquences. (Magnetic moments at high frequencies.) *Phys. Rev., U. S. A.* (1941), **60**, pp. 675-684.
- [30] COLOMBANI (A.), Détermination de la perméabilité apparente et du facteur de qualité en haute fréquence d'une poudre magnétique. *J. Phys. Radium, Fr.* (mai 1950), **11**, n° 5, pp. 201-207.
- [31] SNOEK (J. L.), Dispersion et absorption dans les ferrites magnétiques aux fréquences supérieures à 1 Mc/s. (Dispersion and absorption in magnetic ferrites at frequencies above one Mc/s.) *Physica, Netherl.* (mai 1948), **14**, n° 4, pp. 207-217.
- [32] BIRKS (J. B.), Résonance ferromagnétique naturelle et induite. (Natural and induced ferromagnetic resonance.) *Phys. Rev., U. S. A.* (oct. 1948), **74**, n° 8, p. 988.
- [33] WEIL (L.), Le champ coercitif *J. Phys. Radium, Fr.* (mars 1951), **12**, n° 3, pp. 437-447.
- [34] LANDAU (L.), LIFSHITZ (E.), Sur la théorie de la dispersion de la perméabilité magnétique de corps ferromagnétiques. (On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies.) *Phys. Z. der Sowjetunion*, (1935), **8**, pp. 153-169.
- [35] GRIFFITHS (J. H. E.), Comportement anormal de la résistance de métaux ferromagnétiques en haute fréquence. (Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals.) *Nature, G.-B.* (nov. 1946), **158**, n° 4.019, pp. 670-671.
- [36] KITTEL (C.), Interprétation des fréquences anormales de LARMOR dans les expériences sur la résonance ferromagnétique. (Interprétation of anomalous LARMOR frequencies in ferromagnetic resonance experiment.) *Phys. Rev., U. S. A.* (15 fév. 1947), **71**, pp. 270-271.
- [37] KITTEL (C.), Sur la théorie de l'absorption par résonance ferromagnétique. (On the theory of ferromagnetic resonance absorption.) *Phys. Rev., U. S. A.* (janv. 1948), **73**, n° 2, pp. 155-161.
- [38] KIP (A. F.), ARNOLD (R. D.), Résonance ferromagnétique aux hyperfréquences dans un monocristal de fer. (Ferromagnetic resonance at microwave frequencies in an iron single crystal.) *Phys. Rev., U. S. A.* (mai 1949), **75**, n° 10, pp. 1556-1560.
- [39] POLDER (D.), Sur la théorie de la résonance ferromagnétique. (On the theory of ferromagnetic resonance.) *Philos. Mag., G.-B.* (janv. 1949), **40**, n° 300, pp. 99-115.
- [40] VAN VLECK (J. H.), Sur la théorie de l'absorption par résonance ferromagnétique. (Concerning the theory of ferromagnetic resonance absorption.) *Phys. Rev., U. S. A.* 1^{er} mai 1950), **78**, pp. 266-274.
- [41] YAGER (W. A.), BOZORTH (R. M.), Résonance ferromagnétique aux hyperfréquences. (Ferromagnetic resonance at microwave frequencies.) *Phys. Rev., U. S. A.* (1^{er} juil. 1947), **72**, pp. 80-81.
- [42] KITTEL (C.), YAGER (W. A.), MERRITT (F. R.), Sur l'expérience de résonance ferromagnétique au moyen du champ normal de GORTER. (On the GORTER normal field ferromagnetic resonance experiment.) *Physica, Netherl.* (1949), **15**, pp. 256-257.
- [43] YAGER (W. A.), Nouvelles mesures de l'absorption par résonance ferromagnétique effectuées sur du supermalloy. (Additional ferromagnetic resonance absorption measurements on supermalloy.) *Phys. Rev., U. S. A.* (janv. 1949), **75**, n° 2, pp. 316-317.
- [44] BLOEMBERGEN (N.), Sur la résonance ferromagnétique du nickel et du supermalloy. (On the ferromagnetic resonance in nickel and supermalloy.) *Phys. Rev., U. S. A.* (1950), **78**, pp. 572-580.
- [45] HEWITT (W. H.), Absorption à la résonance aux hyperfréquences dans des semi-conducteurs ferromagnétiques. (Microwave resonance absorption in ferromagnetic semi-conductors.) *Phys. Rev., U. S. A.* (1^{er} mai 1948), **73**, pp. 1118-1119.
- [46] YAGER (W. A.), GALT (J. K.), MERRITT (F. R.), WOOD (E. A.), Résonance ferromagnétique dans une ferrite de nickel. (Ferromagnetic resonance in nickel ferrite.) *Phys. Rev., U. S. A.* (nov. 1950), **80**, n° 4, p. 744.
- [47] BELJERS (H. G.), Mesures de la résonance gyromagnétique d'une ferrite par l'emploi de résonateurs à cavité. (Measurements on gyromagnetic resonance of a ferrite using cavity resonators.) *Physica, Netherl.* (fév. 1949), **14**, pp. 629-641.
- [48] KITTEL (C.), Résonance ferromagnétique. (Ferromagnetic resonance.) *J. Phys. Radium, Fr.* (mars 1951), **12**, n° 3, pp. 291-302.
- [49] BECKER (R.), *Théorie des Électrons*, Alcan, Paris.
- [50] NEEL (L.), Relation entre la constante d'anisotropie et la loi d'approche à la saturation des ferromagnétiques. *J. Phys. Radium, Fr.* (juin 1948), **9**, n° 6, pp. 193-199.
- [51] JOSSE (E.), *Technique de l'Ingénieur*, vol. Électricité (1951).
- [52] BOZORTH (R. M.), Ferromagnétisme. (Ferromagnetism.) D. Van Nostrand Co., Inc. New-York, U. S. A. (1951), 968 p.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
INTRODUCTION	3
CHAPITRE I. — Préparation des échantillons	4
CHAPITRE II. — Les méthodes et les appareils de mesure	5
CHAPITRE III. — Étude des propriétés des échantillons en fonction de la charge	21
CHAPITRE IV. — Étude de la perméabilité en fonction de la fréquence	27
CHAPITRE V. — Étude de la résonance ferromagnétique	34
CONCLUSIONS	43
BIBLIOGRAPHIE	44

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Progrès récents dans l'étude des amplificateurs magnétiques

Vu et approuvé :

Paris, le 1^{er} Octobre 1951.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

Signé : A. CHATELET.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

Signé : JEAN SARRAILH.

